Reproduction is authorized for any purpose of the United States Government
and distributed in the public interest by
United States Office of Alien Property Custodian

Princeton College Library
OCT 2 8 1943

Physikalische Zeitschrift

begründet von E. Riecke und H. Th. Simon
vereinigt mit dem
Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik
begründet von Johannes Stark
herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye
unter Mitwirkung der
Physikalisch-Technischen Reichsanstalt
Schriftleitung: Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.80 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikal. Gesellschaft im Inland RM 13.20, im Ausland RM 13.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet. Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 23/24 — Ausgegeben im August 1944 — Nr. 1151/32. Printed in Germany — 44. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

E. Justi, Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der Supraleitung. Nachweis supraleitender Bereiche im Temperaturgebiet der flüssigen Luft. S. 469.

E. Fechner, Über den Effekt verschiedener Temperaturgleichgewichte der Rotations- und Schwingungszustände innerhalb des gleichen Bandensystems bei einigen Metallhydriden. S. 479.

Besprechungen: S. 486.

Inhaltsverzeichnis 1943.

Published by J. W. EDWARDS, *PUBLISHER*
for
FOREIGN PERIODICALS, INC.
ANN ARBOR, MICHIGAN, U.S.A.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Republication to complete this periodical formerly reproduced
and distributed in the public interest by
United States Office of Alien Property Custodian

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 23/24 — 15. Dezember 1943 — Redaktionsschluß für Nr. 23/24 am 15. Dezember 1943 — 44. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

E. Justi, Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der Supraleitung. Nachweis supraleitender Bereiche im Temperaturgebiet der flüssigen Luft. Mit Tafel XXXVII—XL. S. 469.

E. Fechner, Über den Effekt verschiedener Temperaturgleichgewichte der Rotations- und Schwingungszustände innerhalb des gleichen Bandensystems bei einigen Metallhydriden. S. 479.

Besprechungen. S. 486.

Titel und Register des Bandes. S. I bis XII.

ABHANDLUNGEN

Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der Supraleitung

Nachweis supraleitender Bereiche im Temperaturgebiet der flüssigen Luft

Von E. Justi

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin-Charlottenburg)

Mit Tafel XXXVII—XL

Inhaltsübersicht

§ 1. Aufgabenstellung der Versuche.
§ 2. Versuchsanordnung und Proben.
§ 3. Versuchsergebnisse:
a) Keimeffekt,
b) Nachweis *s*-leitender Bereiche bei mäßig tiefen Temperaturen.
§ 5. Diskussion der Versuchsergebnisse.
§ 5. Modellmäßige Deutung der thermischen Hysteresis beim Übergang $N \to S$.
§ 6. Zusammenfassung.

§ 1. Aufgabenstellung der Versuche

Der Übergang vom normal- zum supraleitenden Zustand ist bekanntlich mit einer mehr oder weniger stark ausgeprägten Hysteresis verknüpft, so daß die Supraleitung bzw. der Diamagnetismus erst nach einer gewissen Unterkühlung unter die Gleichgewichtstemperatur der inversen Umwandlung Supraleitzustand → Normalleitzustand („$S \to N$") einsetzt. Die Analogie zu der Unterkühlbarkeit von Schmelzen unter den Erstarrungspunkt oder von Dämpfen unter die Sättigungstemperatur legt die Vorstellung nahe, daß auch der Übergang $N \to S$ an das Auftreten von Keimen geknüpft ist, deren Bildung eine größere Energiedichte als ihr weiteres Wachstum erfordert. Ob diese Analogie nur äußerlich ist oder tiefer geht, läßt sich bisher noch nicht theoretisch entscheiden, weil die sonst so allgemeingültige Maxwellsche Theorie bei der Beschreibung der Supraleitungs-Phänomene bekanntlich in mehrfacher Hinsicht grundsätzlich versagt [vgl. die zusammenfassende Darstellung (1)]; in seiner Modifizierung der Elektrodynamik für Supraleiter erwähnt F. London (2) zwar die Keimvorstellung als Erklärung der Hysteresisbeobachtungen (l. c. S. 47), vermag aber die Oberflächenenergie nur teilweise auf die in der Oberfläche des Supraleiters nicht völlig verschwindende magnetische Energie der Dichte $\frac{1}{2} H_k^2 \cdot S \cdot c \sqrt{\lambda}$ (S = Oberfläche eines supraleitenden Zylinders von 1 cm Höhe parallel zum Feld, $c \sqrt{\lambda} = 1/\beta$ = endliche Eindringtiefe des Halbwertes des kritischen Magnetfeldes H_k im el.m. Maßsystem) zurückzuführen (l. c. S. 49).

In Wirklichkeit ist das Phänomen der Hysteresis des Überganges $N \rightleftharpoons S$ sicher nicht einfach, sondern komplex. Denn einerseits gibt Meißner (3) drei R, T-Übergangskurven für polykristallines (l. c. Abb. 8 und 9) und einkristallines (Abb. 10) Sn wieder, bei denen der Übergang $N \to S$ nur dann bei tieferer Temperatur verläuft als der Übergang $S \to N$, wenn der Belastungsstrom von größenordnungsmäßig 1 Amp während der Messung unverändert gehalten wird. Kommutiert man aber, wie zur Eliminierung der Thermokraft üblich, den Meßstrom, so erhält man bei sinkender ($N \to S$) und steigender ($S \to N$) Temperatur dieselbe Übergangskurve.

Wenn daher die breiten Hysteresisschleifen inhomogener Supraleiter (Legierungen und Verbindungen) bei der Kommutierung des Meßstromes oder Messung mit Wechselstrom nicht verschwinden, so handelt es sich offenbar um eine andere Erscheinung als die von Meißner

an homogenen S-Leitern beschriebene. Hier sind namentlich die von Aschermann, Friederich, Justi und Kramer (4) an NbN mit geringen Belastungsstromstärken erhaltenen Übergangskurven zu erwähnen, die sich wegen der großen Breite der Schleife — bis zu 9° — besonders gut zur experimentellen Untersuchung der Hysteresis eignen.

Die Aufgabenstellung der nachstehend beschriebenen Versuche sei an Hand des Widerstands-Temperatur-Diagramms (Abb. 1) erläutert, in dem 1 den fallenden, 2 den steigenden Ast der Übergangskurve vom Ohmschen Widerstand zur S-Leitung ($R = 0$) bedeutet; $T_{ü_1}$ ist die Gleichgewichtstemperatur des bei Erwärmung wieder auftretenden Widerstandes, $T_{ü_1}$ die Temperatur des bei Abkühlung verschwindenden Widerstandes, und demgemäß $T_{ü_2} - T_{ü_1}$ die zur Keimbildung notwendige Unterkühlung; die Gabelungspunkte der beiden Äste sind mit $T_1 (= T_{ü_1})$ und T_2 bezeichnet. Diese Temperaturen betragen beispielsweise bei dem Präparat NbN 4 von Aschermann, Friederich, Justi und Kramer (4) nach deren Abb. 5 $T_{ü_1} = T_1 = 15{,}0°$, $T_{ü_2} = 18{,}7°$ und $T_2 = 19{,}6°$ abs, woraus sich eine Unterkühlung von $T_{ü_2} - T_{ü_1} = 3{,}7°$, und eine Hysteresisschleifenbreite von $T_2 - T_1 = 4{,}6°$ ergibt.

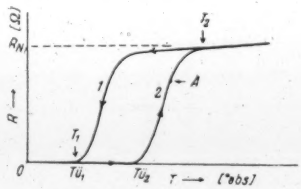


Abb. 1. Hysteresisschleife des Überganges $N \rightarrow S$ von der Normalleitung zur Supraleitung (bei $T_{ü_1}$) und umgekehrt $S \rightarrow N$ (bei $T_{ü_2}$) im Widerstands-temperaturdiagramm. R_N = voller Ohmscher Widerstand, T_1 bzw. T_2 = untere bzw. obere Gabelungstemperatur.

Die erste hier experimentell zu entscheidende Frage geht von der Erkenntnis aus, daß der Ohmsche Widerstand bei $T_ü$ nach de Haas und Voogd (5) grundsätzlich fast unstetig verschwindet, und daß der unter nichtidealen Bedingungen scheinbar kontinuierliche Übergang $N \rightleftharpoons S$ durch Mittelung vorgetäuscht wird, indem der Meßstrom hintereinander voll n-leitende und voll s-leitende Mikrobereiche durchfließt. Diese schon aus Widerstandsmessungen von Misener (6) sowie Schubnikow und Nachutin (7) gefolgerte Vermutung konnte kürzlich durch Justi (8) sichergestellt werden, der die schrittweise Aufspaltung des ursprünglich zusammenhängenden S-Leiters in s-leitende Mikrobereiche bei der magnetischen Wiederherstellung des Ohmschen Widerstandes oszillographisch nachwies.

Die erste hier experimentell zu prüfende Frage lautet daher, ob es die s-leitenden Mikrobereiche sind, die als Keime bei der Ausbildung des S-Zustandes wirken, ähnlich wie in eine unterkühlte Flüssigkeit eingeimpfte Kristallite desselben Stoffes den sofortigen Übergang der Schmelze in den Kristallzustand bewirken. Ein auf $\sim T_ü$ abgekühlter und daher fester N-Leiter kann zwar nicht einfach wie eine Flüssigkeit geimpft werden; man kann aber eine s-leitende Mikrobereiche enthaltende N-Phase dadurch erhalten, daß man eine zuvor völlig s-leitend gemachte Probe auf dem steigenden Ast (2 in Abb. 1) bis zu einem Punkt $A < T_2$ von noch nicht völlig wiederhergestelltem Ohmschem Widerstand (R_N) erwärmt und beobachtet, ob sie nach Wiederabkühlung schon oberhalb der ursprünglich notwendigen Unterkühlungstemperatur $T_{ü_1}$ wieder voll s-leitend wird.

Es handelt sich also offenbar um ein Analogon zu dem bekannten Versuch von Goetz (9), der einen Einkristall einige Grad über die Schmelztemperatur erwärmte und dann nach Wiederabkühlung unter diese Übergangstemperatur $T_ü$ einen Einkristall unveränderter kristallographischer Orientierung erhielt. So konnte die Persistenzfähigkeit von einheitlich ausgerichteten Kristalliten in der flüssigen Phase nachgewiesen werden.

Nachdem durch positiven Ausfall des hier formulierten 1. Versuches in ähnlicher Weise die Persistenz s-leitender Mikrobereiche in der n-leitenden Phase bewiesen war, sollte in einer 2. Versuchsreihe durch aufeinanderfolgende Erwärmungen und Abkühlungen thermometrisch festgestellt werden, bis zu welcher Wiedererwärmungs-Temperatur A_{max} s-leitende Mikrobereiche und damit echte S-Leitung überhaupt möglich sind. Seitdem nämlich zunächst Meißner und Franz (10) im NbC einen schon im Temperaturbereich des sublimierenden H_2 (bei 10,3° abs) springenden S-Leiter aufgefunden hatten, und seitdem Aschermann, Friederich, Justi und Kramer (4) die Sprungtemperatur bei NbH bis 14°, NbN teilweise bis 23° abs, also über die H_2-Siedetemperatur steigern konnten, erschien es als sicher, daß der Supraleitzustand keineswegs ein Phänomen tiefster Temperaturen ist, sondern vielleicht sogar bei großtechnisch erreichbaren Temperaturen wie derjenigen der flüssigen Luft möglich sein wird. Da die Synthese solcher S-Leiter-Verbindungen im Falle ihres Gelingens sehr umfangreiche chemische, kristallographische, elektrische und magnetische

Arbeiten erfordern würde, sollte hier zunächst festgestellt werden, ob der S-Zustand im Siedebereich der Luft wenigstens in Mikrobereichen existenzfähig ist.

Somit lautet die 2. experimentell zu entscheidende Frage, bis zu wie hohen Temperaturen A_{max} ($= T_2$) man eine s-leitende Verbindung erwärmen darf, ohne daß zur Wiederherstellung des S-Zustandes eine erneute Unterkühlung auf $T_{ü_1}$ notwendig wird.

§ 2. Versuchsanordnung und Proben

Am einfachsten läßt sich der 1. Versuch mit NbN-Präparaten ausführen, die nach erstmaliger Unterkühlung auf $T_{ü_1} \sim 16°$ abs noch bei 20,4° abs s-leitend bleiben, weil man dann zur vorübergehenden Erwärmung auf A das Präparat nur kurze Zeit aus dem offen siedenden Bad zu heben braucht und weil man die Probe auf Wiedereintritt des S-Zustandes durch Wiedereintauchen in das H_2-Bad der konstanten und passend zwischen $T_{ü_1}$ und $T_{ü_2}$ gelegenen Temperatur 20,7° abs vornehmen kann. Auf diese Weise war bereits (4) unter visueller Beobachtung des Präparatwiderstandes an einem Projektionsgalvanometer festgestellt worden, daß der durch vorübergehende Erwärmung teilweise wiederhergestellte Ohmsche Widerstand bei Wiederabkühlung auf 20,4° abs tatsächlich ohne neue Unterkühlung zu verschwinden scheint. Indessen konnte dieser Handversuch noch nicht als unbedingt beweiskräftig gelten, weil bei der kurzzeitigen Erwärmung in der Probe größere Temperaturgradienten möglich werden, die Thermokräfte zwischen n- und s-leitenden Teilen zur Folge haben und dadurch einen endlichen Spannungsabfall des Meßstromes infolge von Ohmschem Widerstand vortäuschen können; denn zur Eliminierung der störenden Thermokraft müßte der Belastungsstrom wenigstens einige hundertmal kommutiert werden, was bei der kurzen Versuchsdauer von einigen sec ebenso unmöglich ist wie die quantitative Mittelung der Ausschläge.

Infolgedessen wurde der Belastungsstrom nunmehr dem Wechselstromnetz entnommen, das mit seinen 50 Perioden eine genügend häufige Kommutierung bewirkte, ohne meßtechnische Komplikationen wie bei höheren Frequenzen zu verursachen. Da nun einerseits schnellschwingende Galvanometer wesentlich unempfindlicher sind als das bisher benutzte Siemens-Supergalvanometer von $\tau = 7{,}5$ sec, und da andererseits die Meßstromstärke zur Vermeidung einer magnetischen Störung des S-Zustandes nicht erhöht werden durfte, mußte der Wechselspannungs-Abfall des Präparates verstärkt werden. Er wurde dem Galvanometer daher über den schon bei früheren Versuchen (8) bewährten Philips-Standard-Verstärker zugeführt. Nunmehr reichte die Energie sogar für eine Oszillographenschleife aus, womit sich die Möglichkeit einer objektiven Aufzeichnung des Keimversuches und seiner nachträglichen quantitativen Auswertung ergab. Hierzu stand ein tragbarer S & H-Dreischleifenoszillograph zur Verfügung, in den eine Permanentmagnet-Schleife 5 T von 4 mm/mA Empfindlichkeit und 2000 Hz Eigenfrequenz eingesetzt wurde. Die Geschwindigkeit des lichtempfindlichen Millimeterpapiers wurde größenordnungsmäßig auf 1 cm/sec eingestellt, durch Auszählung der Wechsel je cm Oszillogrammlänge genau ermittelt und jeweils in den Abbildungsunterschriften angegeben.

Diese Versuchsanordnung bot auch die Möglichkeit, mit einer zweiten Schleife die jeweilige Temperatur des Präparates zu registrieren und damit den zweiten Versuch über die höchste Persistenztemperatur A_{max} der s-leitenden Mikrobereiche auszuführen. Dazu wurde auf die NbN-Probe ein Widerstandsthermometer fest aufgewickelt, das von demselben 50periodigen Wechselstrom durchflossen wurde wie der in Serie geschaltete NbN-Stab, und dessen mit Potentialdrähten abgenommener Spannungsabfall über einen zweiten Philips-Standard-Verstärker einer anderen Oszillographenschleife (Type 4 T, Empfindlichkeit ~ 2 mm/mA, Eigenfrequenz 3500 Hz) zur Aufzeichnung zugeleitet wurde. Als Widerstandsdraht kam nur Blei in Frage, weil dies infolge seines extrem niedrigen Θ_D-Wertes (86°) selbst im H_2-Siedebereich noch einen beträchtlichen, den temperaturunabhängigen Restwiderstand weit übertreffenden spezifischen Widerstand von großem merklich konstantem Temperaturkoeffizienten (etwa 4 Proz. je Grad) aufweist (11). Der aus reinstem Kahlbaum-Blei auf 0,2 mm ausgezogene Draht wurde bifilar aufgewickelt, um den NbN-Kern möglichst wenig magnetisch zu stören.

Die Enden des NbN-Stabes waren wiederum galvanisch verkupfert, um die Strom- und Spannungsdrähte mit Zinnlot anlöten zu können. Auch die Verbindungsstelle, an der der Meßstrom vom NbN-Stab in den Pb-Draht übertritt, wurde zur Gewährleistung eines guten Temperaturausgleiches zwischen Probe und Thermometer verlötet. Zu demselben Zweck wurde die notwendige elektrische Isolation zwischen NbN und Pb nur durch schmale Cellophanstreifen vorgenommen, die möglichst viel von der NbN-Oberfläche unbedeckt ließen.

Um die Oszillographenschleifen vor Zerstörung durch Schaltstöße usw. zu schützen, wurden die in der schematischen Darstellung

der gesamten Versuchsanordnung (Abb. 2) eingezeichneten parallel geschalteten Kurzschlußschalter nur während der kurzen Zeit der Aufnahme geöffnet. Die in Serie zu den Schaltern liegenden Milliamperemeter erlaubten, bei kurzgeschlossener Schleife an den Verstärker-Potentiometern die zur richtigen Aussteuerung der Schleifen passende Amplitude vor Ausführung der Registrieraufnahme einzuregulieren.

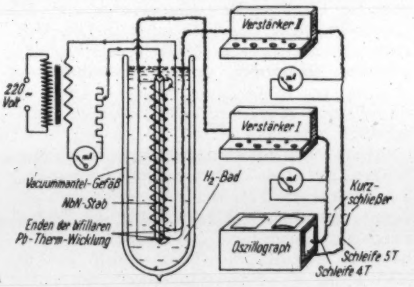


Abb. 2. Schematische Darstellung der Versuchsanordnung.

In dieser Skizze (Abb. 2) ist der Übersichtlichkeit halber als H_2-Behälter ein offenes Vakuummantelgefäß eingezeichnet; tatsächlich mußte, um den Siededruck zur Unterkühlung erniedrigen zu können, natürlich ein abschließbares Gefäß verwendet werden. Da die Herstellung solcher Gefäße bereits ausführlich beschrieben ist [z. B. Abb. 1 in (13)], genügt hier ein Hinweis.

Die beiden untersuchten S-Leiter sollen hier der Kürze halber NbN genannt werden, obwohl diese Bezeichnung hinsichtlich von Schwermetallzusätzen, stöchiometrischem N-Unterschuß und kristallographischen Störungen nicht zutrifft. Als Ausgangsmaterial dieser wiederum von G. Aschermann hergestellten Proben diente reinstes, von Natur Ta-freies Kaiserstuhl-Koppit-Niobpulver (12), das gepreßt, bei 1500° C im Vakuum gesintert und schließlich 4 h in Rein-N_2 nitriert wurde, wodurch NbN 43/86 eine Gewichtszunahme von nur 7,9 Proz. statt stöchiometrisch 14 Proz. erreichte. Der Vierkantstab von $3 \times 3 \times 60$ mm blieb in offen siedendem H_2 s-leitend, wenn er zuvor auf mindestens 180 Torr Siededruck, entsprechend $T_1 = T_{\ddot{u}_1} = 16{,}4°$ abs unterkühlt worden war. Außer diesem nachfolgend mit A bezeichneten Präparat wurde noch eine ähnlich hergestellte Probe B mit größerem Schwermetallzusatz untersucht, die infolge der höheren Sintertemperatur von 1700° C weniger porös und sehr hart ausfiel. Die Gewichtszunahme von 6,8 Proz. entfällt daher hier wesentlich auf die Oberfläche, während das Innere aus kompaktem Nb-Metall besteht und somit im angewandten Temperaturbereich nicht s-leitend wird. Es ist dann nicht möglich, daß bei den Erwärmungsversuchen der noch etwas kältere Kern der Probe eine Persistenz der S-Leitung an der noch wärmeren Oberfläche vortäuscht, deren Temperatur das Pb-Widerstandsthermometer registriert.

§ 3. Versuchsergebnisse

a) Keimeffekt

Der positive Ausfall des oben erläuterten 1. Versuches über den Keimeffekt geht aus zahlreichen Registrieraufnahmen hervor, von denen in Abb. 3 und 4 zwei Beispiele wiedergegeben sind.

In Abschnitt a der Abb. 3 ist der Spannungsabfall der Probe A bei 5 mA Belastungsstrom für Zimmertemperatur aufgezeichnet. Man erkennt auf dem Originalregistrierstreifen mit der Lupe etwa 3,5 Schwingungen/mm, woraus sich die unter Abb. 3 angegebene Filmgeschwindigkeit von 1,52 cm/sec errechnet. Die dünnen Linien sind in der langsamer durchlaufenen Umkehrzone stärker geschwärzt. So sieht man mit unbewaffnetem Auge als Grenzkurve die Umhüllende, die ebenso wie die Gleichstrom-Registrierkurve eines Schnellschwingergalvanometers der benötigten, nicht verwirklichbaren Empfindlichkeit ausgewertet werden kann. Der Ausschlag von $\pm$ 38 mm geht bei der Abkühlung mit flüssigem N_2 (Abb. 3, Abschn. b) auf $\pm$ 34 mm zurück und sinkt bei weiterer Abkühlung durch offen siedenden H_2 (Abb. 3, Abschn. c) zunächst auf $\pm$ 33 mm. Bei 77° und 20,4° abs ist also mit $R_T/R_{300} = 89$ Proz. bzw. 87 Proz. noch fast der volle Ohmsche Widerstand erhalten geblieben, wie es die mangelnde chemische Reinheit und kristallographische Homogenität erwarten lassen. Die Zulässigkeit einer solchen quantitativen Auswertung der Diagramme wurde durch Eichversuche begründet, bei denen z. B. eine am Milliamperemeter eingestellte Belastungsstrom-Verdopplung genau den doppelten Ausschlag des Oszillographen bewirkte. Wird nun der Siededruck mit einer Pumpe erniedrigt, so verschwindet innerhalb von etwa 1 sec der Spannungsabfall (Mitte von Abschn. c), und die S-Leitung bleibt auch erhalten, wenn man die Pumpleitung schließt und den H_2-Druck aus einem Gasometer wieder auf 1 Atm erhöht (Ende von Abschn. c).

Der Abschnitt d der Abb. 3 bringt den eigentlichen Keimversuch. Mit der Schliffkappe des Vakuummantelgefäßes wird die an ihr hängende

NbN-Probe einige cm aus dem H_2-Bad herausgehoben, und mit zunehmender Erwärmung erscheint der Ohmsche Widerstand wieder. Nachdem er seinen früheren Wert für 20,4° abs (vgl. Abschnitt c links) merklich wiedererlangt hat, wird die Probe wiedereingetaucht, und ohne neue Unterkühlung tritt innerhalb weniger $^1/_{10}$ sec wieder der *S*-Zustand ein. Der nächste Oszillogrammabschnitt e zeigt ebenfalls einen solchen positiven Keimeffekt, obwohl die Erwärmung von 2 auf 10 sec ausgedehnt wurde und schon beinahe in das Temperaturgebiet der flüssigen Luft führte, wie der Vergleich des erreichten Spannungsabfalles mit dem in Abschnitt b für 77° registrierten Betrag annähernd erkennen läßt. Nach einer so beträchtlichen Temperatursteigerung dauert auch die Wiederabkühlung im H_2-Bad entsprechend länger, und deshalb braucht es nur kalorische, keine elektrischen oder magnetischen Ursachen zu haben, wenn jetzt der Ohmsche Widerstand erst nach 4 sec statt einigen $^1/_{10}$ sec wie vorhin verschwindet.

Als Beispiel eines teilweise negativen Ausfalles des Keimversuches sei das Oszillogramm in Abb. 4 betrachtet, das in den ersten Abschnitten zunächst ähnlich wie das vorhergehende verläuft. In Abschnitt a der Abb. 4 ist der Spannungsabfall in siedendem N_2 (77° abs), in b derjenige in siedendem H_2 sowie die Sprungkurve $N \to S$ aufgezeichnet, und in c tritt der Ohmsche Widerstand nicht wieder auf, obwohl hier der im Abschnitt b verminderte Siededruck wieder auf 1 Atm. erhöht wurde. Die Abschnitte d, e, f zeigen dreimal hintereinander den positiven Keimeffekt, und zwar ist besonders der am längsten dauernde Versuch e bemerkenswert, weil hier die Probe trotz Erwärmung bis schätzungsweise in den Luftsiedebereich nach Abkühlung auf 20,4° abs sofort wieder *s*-leitend wird. Einen ganz andern Verlauf nimmt der Versuch g, denn hier beginnt nach einer beträchtlichen Erwärmung bis etwa Luftsiedetemperatur der Widerstand nach Abkühlung auf 20,4° abs zunächst wieder zu fallen, um dann nach wenigen sec bei $\sim R_N/2$ stehen zu bleiben und anschließend kontinuierlich auf seinen vollen Ohmschen Betrag R_N zuzunehmen. Der anfänglich positive Keimeffekt läßt darauf schließen, daß auch bei der hier auftretenden Höchsttemperatur noch keimfähige *S*-Bereiche übriggeblieben waren. Es erscheint als nicht nur möglich, sondern sogar wahrscheinlich, daß der schließliche Übergang zu voller Ohmscher Leitung weder mit der Höhe der Wiedererwärmungs-Temperatur *A*, noch der Häufigkeit der aufeinanderfolgenden Wiedererwärmungen, noch sonstigen Keimversuchsbedingungen unmittelbar zusammenhängt, sondern daß sich unabhängig hiervon eine auch gesondert beobachtete Relaxationserscheinung überlagert.

Es wurde nämlich mitunter festgestellt, daß dies Präparat wie auch andere *NbN*-Proben nach erstmaliger Unterkühlung auf $T_{\ddot{u}_1}$ und anschließender Aufbewahrung in offen siedendem H_2 (20,4° abs) nur einige Minuten *s*-leitend blieb, und daß dann innerhalb einiger sec ein spontaner Übergang zur Ohmschen Leitung eintrat. Es handelt sich also um ein Analogon zum zeitlichen Abklingen eingefrorener Magnetfelder, wie es Rjabinin und Schubnikow (14) an *s*-leitenden Legierungen beobachtet haben und wie es bei reinen Metallen nicht auftritt. Keesom und van Laer (15), die alle bekannt gewordenen Relaxationserscheinungen des Überganges $N \rightleftharpoons S$ diskutiert und klassifiziert haben, kommen dabei zum Schluß, daß dieser Abklingvorgang mit den eigentlichen atomistisch erklärbaren Verzögerungserscheinungen[1]) idealer *S*-Leiter nicht wesentlich zusammenhängt; wir dürfen daher die in Abb. 4 Abschnitt g oszillographierte Erscheinung als mit dem hier behandelten Keimeffekt nicht wesentlich verknüpft ansehen, zumal sie auch bei denselben Proben nicht immer auftrat. Daß diese Relaxationserscheinung unabhängig von dem eigentlichen Keimversuch ist, geht ferner daraus hervor, daß in den Abschnitten b—f der Widerstand der Temperatur ohne die geringste sichtbare Verzögerung folgt; die Beschreibung dieser Erscheinung sollte andererseits aus Vollständigkeitsgründen nicht unterlassen werden.

Wählt man die Wiedererwärmungs-Temperatur *A* zu hoch, z. B. als Zimmertemperatur, so ist der Keimversuch negativ, d. h. nach einer solchen beträchtlichen Wiedererwärmung tritt der *S*-Zustand erst nach erneuter Unterkühlung unter $T_{\ddot{u}_1}$ auf; dieser Befund brauchte nicht oszillographiert zu werden, da er weder neu noch merkwürdig ist.

Aus den Abb. 3 und 4 geht ebenso wie aus mehreren Dutzend anderer ähnlich verlaufender

1) Daß der durch Magnetfelderhöhung ΔH veranlaßte Übergang $S \to N$ sofort, die durch Temperaturerhöhung *T* erzwungene Umwandlung $S \to N$ dagegen mit zeitlicher Verzögerung (z. B. 30 sec) vor sich geht, falls man sich nahe der Schwellwertkurve $H_{kr} = f(T)$ bewegt, erklärt sich nach Keesom und van Laer (15) aus folgenden, mit allen fundamentalen Erscheinungen der *N*- und *S*-Leitung in Einklang stehenden Annahmen: α) bei Erreichung der Schwellwertkurve besteht eine nur schwache Kopplung zwischen dem Atomgitter und dem System der *s*-leitenden Elektronen, β) es besteht dann eine starke Kopplung zwischen dem äußeren Magnetfeld und dem System der *s*-leitenden Elektronen, γ) es besteht eine starke Kopplung zwischen dem Atomgitter und den *n*-leitenden Elektronen.

Oszillogramme hervor, daß bei nicht ganz vollständig vollzogenem thermischen Übergang $S \rightarrow N$ in der n-leitenden Phase Keime des S-Zustandes bestehen bleiben, derart, daß bei neuer Abkühlung der vollständige S-Zustand auch ohne die sonst notwendige Unterkühlung auftritt; diese Keime muß man mit den s-leitenden Mikrobereichen identifizieren, falls man sie nicht absonderlicherweise dem N-Zustand zurechnen will. Denn es gibt keine N-Leiter, die die Voraussetzung $\mu = 0$ erfüllen.

b) Nachweis s-leitender Bereiche bei mäßig tiefen Temperaturen

Nachdem so die Fähigkeit s-leitender Mikrobereiche, durch Keimwirkung den völligen S-Zustand ohne Unterkühlung herzustellen, nachgewiesen ist, bildet dieser Keimeffekt umgekehrt ein Kriterium dafür, ob bei der Ausgangstemperatur des Abkühlungsversuches noch Keime vorhanden waren. Die Aufgabe, die vermutete Existenzfähigkeit des S-Zustandes in Bereichen von zumindest mikroskopischer Größe im Temperaturgebiet der flüssigen Luft experimentell zu prüfen, konnte daher gemäß § 2 in einer 2. Versuchsreihe so durchgeführt werden, daß man thermometrisch die Höchsttemperatur A_{max} bestimmte, bis zu der eine völlig s-leitend gemachte Probe erwärmt werden konnte, ohne zur Wiederherstellung des vollen S-Zustandes durch Abkühlung einer erneuten Unterkühlung auf $T_{ü}$ zu bedürfen.

Der Versuchsgang sei am Beispiel des Oszillogramms in Abb. 5 erläutert, das an der mit einer bifilaren Pb-Widerstandsthermometerwicklung (Abb. 2) versehenen Probe A gewonnen wurde. Die obere Registrierkurve Abb. 5a zeigt wiederum die Sprungkurve $N \rightarrow S$ wie Abb. 3c und Abb. 4b. Darunter ist jetzt zusätzlich der Spannungsabfall am Pb-Thermometer aufgezeichnet, und zwar wurde der längere Zeit vorher angeheizte Verstärker so einreguliert, daß der Spannungsabfall einen zeitlich konstanten Wechselstrom von $J_0 = 0{,}30$ mA durch die Schleife schickte. Man erkennt, daß der Schleifenausschlag am Ende der Sprungkurve auf etwa die Hälfte gesunken ist. Bei 20,4° abs beträgt der Pb-Widerstand $r_{20°} = 2{,}9$ Proz. des Eispunktswiderstandes R_{273}, und $r = 1{,}5$ Proz. wird bei $\sim 15°$ abs erreicht (11). Durch einen höheren Belastungsstrom J_0 hätte diese Temperaturaufzeichnung genauer gemacht werden können, um widerstandsthermometrisch die am H_2-Dampfdruck-Thermometer abgelesene Unterkühlungstemperatur $T_{ü} = 16{,}3°$ abs zu bestätigen. Dies wäre jedoch einerseits ein unwesentliches Ergebnis gewesen, und andererseits durfte J_0 nicht größer gewählt werden, da sonst die Schleife bei höheren Temperaturen unzulässig große Schwingungen auszuführen gehabt hätte.

Das zeigt der nächste Abschnitt Abb. 5b, der wie die Keimversuche Abb. 3d, 3c, 4d, 4e, 4f, 4g mit weiterhin verschwunden bleibendem Ohmschem Widerstand (obere Kurve) trotz Wiedererwärmung der Probe auf 20,4° abs (Thermometerausschlag der unteren Kurve wie am Anfang von Abb. 5a) beginnt. Nunmehr wird die Probe aus dem Bad gehoben, bis der Ohmsche Widerstand denselben Wert besitzt wie vor der ersten Unterkühlung (Anfang der oberen Kurve in Abb. 5a) und dann wieder in das H_2-Bad von 20,4° abs eingetaucht, worauf der Ohmsche Widerstand wieder voll verschwindet. Bei dieser Erwärmung steigt der Ausschlag der Thermometerschleife auf maximal 24,5 mm, während er vorher und nachher im H_2-Bad 5 mm beträgt. Das Widerstandsverhältnis ist also auf das ~ 5fache, von $r_{20°} = 2{,}9$ Proz. auf $r_A = 14{,}5$ Proz. gestiegen, welches Widerstandsverhältnis nach Eichmessungen (11), (16) bei $A = 49°$ abs erreicht wird. Die Keime haben also die Erwärmung auf 49° überstanden, wie der Wiedereintritt der S-Leitung bei 20,4° ohne erneute Abkühlung auf 15° abs zeigt.

Die folgenden Oszillogramme registrieren ähnlich verlaufende Keimversuche an der Probe B mit steigenden Erwärmungstemperaturen A. In Abb. 6a nimmt der Thermometerausschlag von $J_0 = 4{,}5$ auf $J = 17{,}0$ mm zu, das Widerstandsverhältnis also auf $17{,}0 \cdot 0{,}029/4{,}5 = 10{,}9_5$ Proz., entsprechend $A = 41°$ abs. Eine sofort angeschlossene zweite Wiedererwärmung (Abb. 6b) führt gemäß $J/J_0 = 40/5{,}9$ und $r_A = 19{,}65$ bis auf $T = 63°$ abs, also schon zur Erstarrungstemperatur des flüssigen N_2, wobei die Keimfähigkeit der Probe erhalten bleibt. Bis zur Siedetemperatur der flüssigen Luft führt der ebenfalls positiv verlaufene Keimversuch der Abb. 7, denn hier nimmt das Widerstandsverhältnis um $J/J_0 = 59/6{,}5$ auf $r_A = 26{,}4$ Proz. zu, woraus sich $A = 81°$ abs ergibt. Eine Wiederholung des Versuches (Abb. 8) führte ganz ähnlich bis zu $J/J_0 = 50/5{,}6$, $r_A = 25{,}9$ Proz. und $A = 80°$ abs. Nachdem die S-Keime somit eine Erwärmung bis auf die Temperatur der siedenden Luft zu überdauern scheinen, wurden Versuche mit noch höheren Wiedererwärmungstemperaturen A ausgeführt. So zeigt Abb. 9 ein Oszillogramm, in dem der Pb-Widerstand auf das $J/J_0 = 62/4{,}8 = 12{,}9$-fache steigt, woraus sich $r_A = 12{,}9 \cdot 2{,}9$ Proz. $= 37{,}5$ Proz. und $A = 112°$ abs (etwa Methan-Siedetemperatur) ergibt.

Das letzte hier wiedergegebene Oszillogramm (Abb. 10) zeigt nach einer Erwärmung

auf $A = 85°$ abs ($J/J_0 = 9{,}5_4$; $r_A = 27{,}_7$ Proz.) einen nur teilweise positiven Verlauf des Keimeffektes bei Probe B. Hier verschwinden durch Keimeffekt beim Wiederabkühlen der Probe B auf 20,4° abs nur etwa $^5/_6$ des Ohmschen Widerstandes R_N, und das übrigbleibende $^1/_6$ scheint zeitlich unveränderlich zu bleiben, anstatt wie beim Abklingeffekt der Probe A (Abb. 4g) zeitlich auf den vollen Betrag R_N wieder anzuwachsen. Eine solche Erscheinung kann einfach dadurch zustande kommen, daß ein kleiner Teil der Probe *n*-leitend bleibt, und der größere Teil durch positiven Keimeffekt widerstandsfrei wird.

§ 4. Diskussion der Versuchsergebnisse

Die Möglichkeit, daß die wahre Temperatur der *NbN*-Probe bei schneller Erwärmung oder Abkühlung hinter der vom *Pb*-Thermometer registrierten Temperatur etwas zurückbleibt, besteht insofern, als die Wärmekapazität des dicken Stäbchens bei gleicher spezifischer Wärme wohl größer ist als die des dünnen Bleidrahtes. Über die Atomwärme des *NbN* ist zwar noch nichts bekannt, aber wenn man sie für das nur schwach nitrierte Präparat der des *Nb* gleichsetzt, für das Meißner (16) und Justi (17) die Debye-Temperatur zu $\Theta_D = 184°$ angeben, so verhalten sich die Atomwärmen des $Pb\,(\Theta_D = 86°)$ und Nb im T^3-Gebiet wie $C_{Pb}/C_{Nb} = (184/86)^3 \sim 10$, so daß der Massenunterschied von Probe und Thermometer durch den Atomwärmeunterschied teilweise ausgeglichen wird.

Es sind noch zwei andere Gründe anzuführen, die einen größeren Temperaturunterschied zwischen *NbN* und *Pb* verhindern. Der erste besteht in der unter § 3 angeführten Maßnahme, durch Verlöten einen guten thermischen Kontakt zwischen *NbN* und *Pb* herzustellen. Der andere Grund ist der, daß namentlich bei Probe B der Kern so schwach nitriert ist, daß er bis zur tiefsten Versuchstemperatur (15°) nicht *s*-leitend wird, so daß zum Verlauf des Keimversuches nur die der Thermometerwicklung unmittelbar benachbarte *NbN*-Oberfläche beiträgt.

Aber selbst wenn man annimmt, daß die *NbN*-Oberfläche beim Erwärmungsversuch ungünstigstenfalls 10° kälter bleibt als das Thermometer, so ändert dies nichts am Ergebnis und der Bedeutung der Versuche. Denn da die Keimfähigkeit selbst nach einer Erwärmung von nominell 112° abs erhalten geblieben ist, darf behauptet werden, daß die die Keimwirkung verursachenden *s*-leitenden Mikrobereiche zumindest im Temperaturbereich der flüssigen Luft existenzfähig sind.

Es wäre denkbar, daß das System der *s*-leitenden Elektronen mit dem thermisch schwingenden Kristallgitter (den „Phononen") in so schwacher Wechselwirkung steht (vgl. § 3a Fußn. 1), daß ein Temperaturgleichgewicht zwischen diesen beiden Systemen erst nach längerer Zeit eintritt. Diese Frage, ob die *s*-leitenden Mikrobereiche auch längere Zeit im Temperaturgebiet der flüssigen Luft erhalten bleiben, wäre nur durch eine sehr viel kompliziertere Apparatur mit Thermostaten zu entscheiden, wofür augenblicklich die äußeren Voraussetzungen fehlen. Es ist aber insofern unwahrscheinlich, daß das System der *s*-leitenden Elektronen erst nach längerer Zeit mit der Gittertemperatur ins Gleichgewicht tritt, als ja bei den Keimeffektaufnahmen Eintritt und Vernichtung des *S*-Zustandes innerhalb von einigen $^1/_{10}$ sec der Außentemperatur folgen.

Es kann daher zusammenfassend festgestellt werden, daß es gelungen ist, die Existenz von *s*-leitenden Mikrobereichen beim thermischen Übergang von Ohmscher Normalleitung zur Supraleitung an ihrer Keimwirkung zu erkennen, die eine erneute Unterkühlung unter $T_{ü_1}$ auf $T_{ü_2}$ unnötig macht. So konnte ferner durch Abkühlungsversuche mit positivem Keimeffekt experimentell festgestellt werden, daß in bestimmten, nicht genau definierten Schwermetallverbindungen der Supraleitzustand wenigstens in Mikrobereichen noch bei der Temperatur der siedenden Luft existenzfähig ist.

Insofern erscheinen Versuche, durch ausgedehnte systematische Arbeiten vollständige *S*-Leitung bei großtechnisch erreichbaren Temperaturen zu erzielen, als grundsätzlich nicht unmöglich. Jedenfalls ist die Supraleitung nicht länger als auf tiefste Temperaturen beschränktes Phänomen anzusehen.

Hinsichtlich der theoretischen Bedeutung der beschriebenen Versuche seien nur zwei Hinweise gegeben. Wenn die Experimente ihrer einfachen und sicheren Durchführbarkeit wegen an *s*-leitenden Verbindungen vorgenommen wurden, so erscheinen ihre Ergebnisse keineswegs nur für diese inhomogenen *S*-Leiter mit ihrer Schwammstruktur gültig, sondern auch für reine Metalle; das lehren schon die oben erwähnten Übergangskurven des *Sn* von Meißner (3), die eine Wiederherstellung des vollen Ohmschen Widerstandes erst merklich über der „Sprungtemperatur" 3,69° zeigen. Auch Shoenberg (18) mußte bei reinem *Al* nur zur erstmaligen Überführung in den *S*-Zustand unterkühlen und erhielt nach teilweiser Wiederherstellung der Ohmschen Leitung ohne erneute Unterkühlung *S*-Leitung am reinen Metall, beobachtete also Keimeffekt. Insofern ist auch dem Versuch von K. M. Koch (19), den Meißner-Effekt — also speziell den absoluten Diamagnetismus einfach zu-

sammenhängender S-Leitergebilde — durch Anwendung des Induktionsgesetzes auf einen im Magnetfeld wachsenden s-leitenden Keim zu erklären, allgemeinere Bedeutung zuzuerkennen [vgl. auch Rudnitzkij (20)].

§ 5. Modellmäßige Deutung der thermischen Hysteresis beim Übergang $N \rightleftharpoons S$

Es erhebt sich nun die Frage, wieweit die hier mitgeteilten und diskutierten Keimeffekt-Beobachtungen zu einem Verständnis der thermischen Hysteresis, also der Notwendigkeit einer Unterkühlung vor Eintritt des vollständigen Supraleit-Zustandes führen. Dabei muß es sich um eine solche Modifizierung der bisherigen Übergangskurven-Theorie handeln, daß man sie für den steigenden Ast der Hysteresisschleife beläßt, für den fallenden Ast dagegen die Wirksamkeit von Keimen einführt.

Nach F. London (2) betrachten wir den Übergang $S \rightarrow N$ zweckmäßig nicht in Abhängigkeit von T bei konstantem Belastungsstrom J, sondern umgekehrt die Zerstörung des S-Zustandes durch steigenden Belastungsstrom bei $T = \text{const}$. Natürlich wird der S-Zustand so lange erhalten bleiben, bis das vom Strom J an der Oberfläche des zylindrischen Drahtes vom Radius R erzeugte zirkuläre Magnetfeld den kritischen Wert $H_k = 0{,}2 \cdot J/R$ erreicht hat; nach Londons Rechnung soll dann plötzlich der Halbwert des Ohmschen Widerstandes $0{,}5 \cdot R$ erscheinen, und anschließend soll der volle Ohmsche Widerstand mit steigendem Feldverhältnis $0{,}2 \cdot J/R \cdot H_k$ asymptotisch erreicht werden.

Wenn Schubnikow und Alexeyevski (21) experimentell nach einem plötzlichen Anstieg auf $0{,}8 \cdot R$ einen schnelleren Weiteranstieg auf $1{,}0 \cdot R$ fanden, so entspricht dieser Befund insofern unserer Erwartung, als die s-leitenden Bereiche ja oberhalb der endlichen Gabelungstemperatur T_g nicht mehr existenzfähig sind. Immerhin ist die Theorie besser als größenordnungsmäßig bestätigt, und daher wird man auch das von de Haas und Rademakers (22) gebilligte Modell der Zwischenzustands-Struktur als zutreffend ansehen, das Shoenberg (23) aus der Londonschen Rechnung abgeleitet und gezeichnet hat; hiernach besitzen die s-leitenden Bereiche die Form von Scheibchen mit nach außen abnehmender Dicke und sie sind nach Art einer Perlenkette auf der Achse des im übrigen n-leitenden Drahtes aufgereiht. Diese Zwischenzustands-Struktur ist wegen des großen durchschnittlichen Durchmessers $2\,\bar{R}$ der S-Bereiche verhältnismäßig schwachen Feldern $H = 0{,}2\,J/\bar{R}$ ausgesetzt und daher recht stabil. Die Überlegung kann leicht aus dem R, H- in das R, T-Diagramm (Abb. 1) übertragen werden, weil in kleineren T-Bereichen H_k linear mit $T_{ü} - T$ variiert.

Für den inversen Übergang $N \rightarrow S$ ist nach unseren Versuchen eine solche Scheibenform der S-Bereiche zumindest anfangs nicht möglich, weil sie als Mikrobereiche zu klein sind. Wenn sich bei sinkender Temperatur infolge von statistischen Schwankungen S-Bereiche gebildet haben, die zur Aufbringung des diamagnetischen Abschirmstromes gemäß der Langevinschen Formel nach Koch (24) eine gewisse Mindestgröße von z. B. 10^{-5} cm nicht wesentlich unterschreiten dürfen, so können sie eine erste s-leitende Strombahn bilden. Für die Bildung dieser

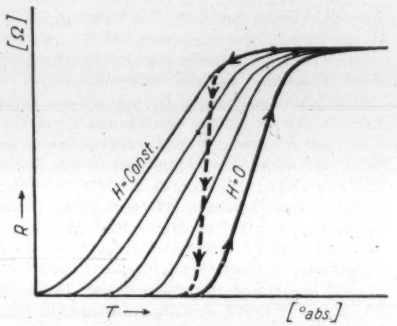


Abb. 11. Konstruktion des fallenden Astes $N \rightarrow S$ der Hysteresiskurve ohne äußeres Magnetfeld aus den steigenden Ästen $S \rightarrow N$ für verschiedene äußere Querfeldstärken.

Mikrobereiche ist wohl die Drahtachse der günstigste geometrische Ort, weil hier das mit R linear zunehmende Magnetfeld Null ist. Selbst wenn der vom ersten s-leitenden Faden übernommene Belastungsstrom J klein gehalten wird, ist doch das erzeugte zirkuläre Feld wegen der sehr kleinen Fadendicke sehr groß, für $r = 0{,}00001$ cm und $J = 0{,}01$ Amp z. B. $H = 200$ Gauß. Infolgedessen fällt die Übergangskurve $N \rightarrow S$ für abnehmende Temperatur auch ohne Anwesenheit eines äußeren Feldes mit der für steigende Temperatur in einem starken äußeren Querfeld $H = 0{,}2 \cdot J/r$ gemessenen Übergangskurve $S \rightarrow N$ zusammen (Abb. 11). Treten zu dem ersten Faden weitere hinzu, oder wächst die Fadendicke, so sinkt die zirkuläre Feldstärke entsprechend, und so bildet sich durch Übergang auf Kurven immer geringeren Außenfeldes der in Abb. 11 punktiert eingezeichnete fallende Ast der Hysteresisschleife heraus.

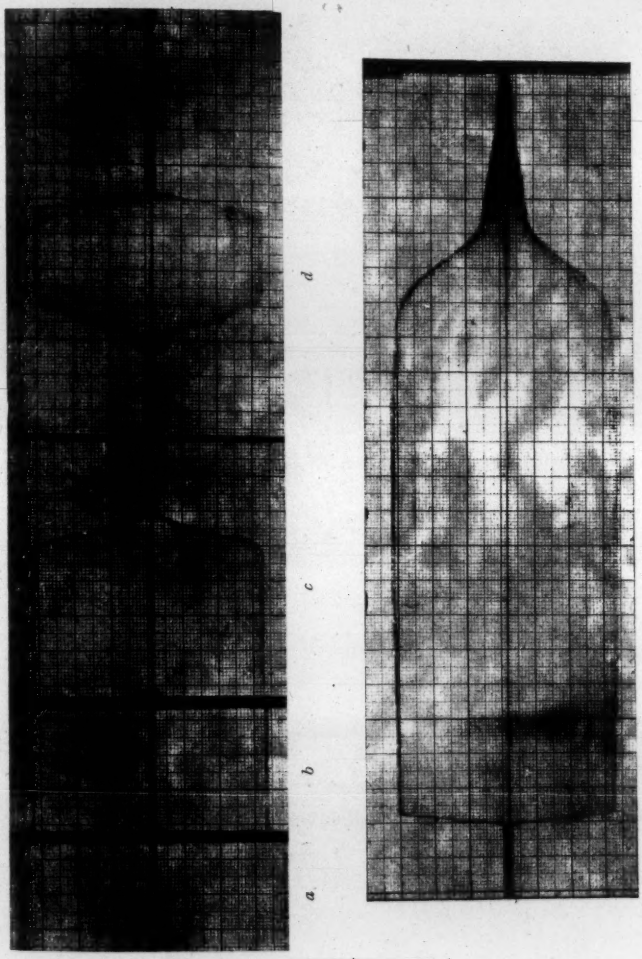
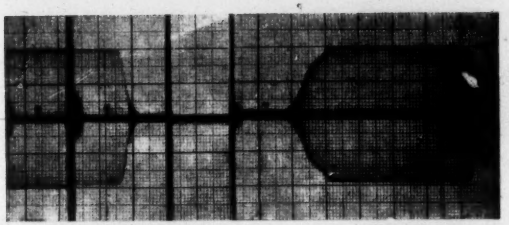
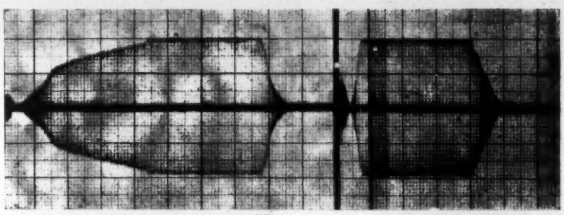


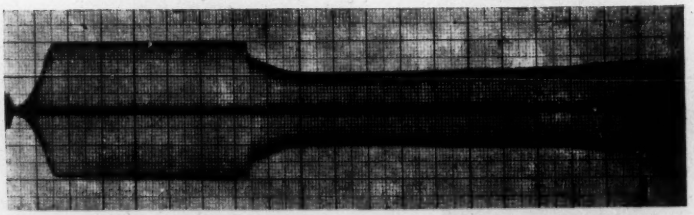
Abb. 3. Oszillogramm eines Keimversuches an Probe A. *a* Widerstand bei 300°, *b* bei 77°, *c* bei 20,4° abs mit anschließender Sprungkurve $N \rightarrow S$, *d* und *e* Keimversuche, bestehend aus anschließender Erwärmung und Wiederabkühlung $20{,}4° \rightarrow A° \rightarrow 20{,}4°$ abs; Filmgeschwindigkeit 1,52 cm/sec.



a *b* *c* *d*

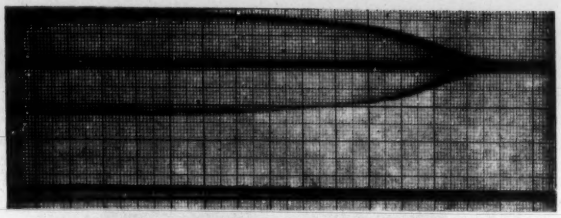


e *f*

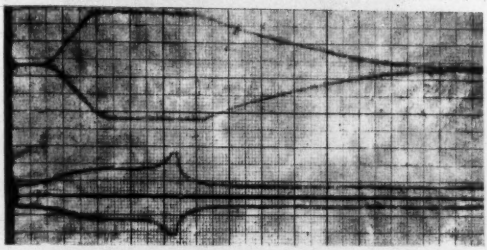


g

Abb. 4. Oszillogramm eines Keimversuches an Probe A. *a* Widerstand bei 77°, *b* bei 20,4° mit anschließender Sprungkurve $N \rightarrow S$, *d*, *e*, *f* aufeinanderfolgende positive Keimversuche, bestehend aus anschließender Erwärmung und Wiederabkühlung 20,4° $\rightarrow A° \rightarrow$ 20,4° abs; *g* anfänglich positiv, dann negativ verlaufender Keimversuch, der schließlich zu vollem Ohmschen Widerstand führt. Filmgeschwindigkeit in *b*, *d*, *e* 1,44 cm/sec, in *a*, *f*, *g* 0,93—0,94 cm/sec.

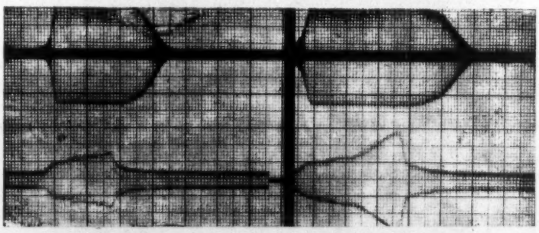


a



b

Abb. 5. Sprungkurve (*a*) und Keimversuch (*b*) (obere Kurven) mit Temperaturregistrierung (untere Kurven) an Probe A. $J/J_0 = 24{,}5/5$; $r_A = 14{,}5$ Proz.; $A = 49°$ abs; Filmgeschwindigkeit 0,98 cm/sec.



a *b*

Abb. 6. Keimversuche an Probe B. In Abb. 6*a* ist $J/J_0 = 17{,}0/4{,}5$; $r_A = 10{,}95$ Proz.; $A = 41°$ abs; Filmgeschwindigkeit 0,93 cm/sec. In Abb. 6*b* ist $J/J_0 = 40/5{,}9$; $r_A = 19{,}65$ Proz.; $A = 63°$ abs; Filmgeschwindigkeit 0,98 cm/sec.

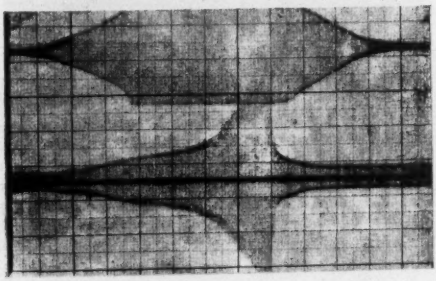


Abb. 7. Keimversuch an Probe B. $J/J_0 = 59/6{,}5$; $r_A = 26{,}4$ Proz.; $A = 81°$ abs.

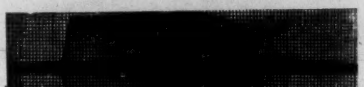


Abb. 8. Keimversuch an Probe B. $J/J_0 = 50/5{,}_6$; $r_A = 25{,}_9$ Proz.; $A = 80°$ abs. Filmgeschwindigkeit 0,94 cm/sec.

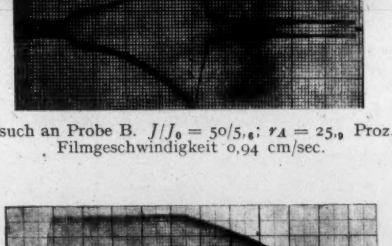


Abb. 9. Keimversuch an Probe B. $J/J_0 = 62/4{,}_8$; $r_A = 37{,}_5$ Proz.; $A = 112°$ abs.

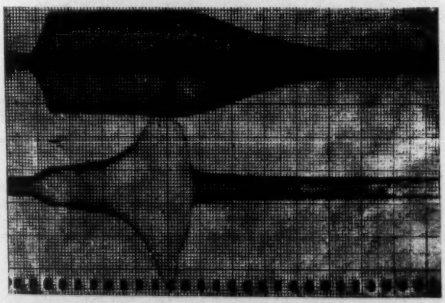


Abb. 10. Nicht voll positiv verlaufener Keimversuch an Probe B. $J/J_0 = 62/6{,}_5$; $r_A = 27{,}_7$ Proz.; $A = 85°$ abs.

Anmerkung zu Abb. 3—10: Nachdem die Original-Oszillogramme durch Brand vernichtet worden waren, mußten als Vorlagen für die Abb. 3–10 vorsorglich angefertigte Kopien verwendet werden. Diese Kopien sind nur behelfsmäßig aufgenommen und soweit die Wiedergabe undeutlich ist, retuschiert.

Diese Überlegung, bei der statt der geometrischen Probendicke für den fallenden Ast $N \to S$ die Dicke der s-leitenden Strombahnen eingesetzt wird, läßt nun ohne ad hoc-Annahmen verstehen, warum die Unterkühlung $T_{ü_s} - T_{ü_1}$ bei inhomogenen S-Leitern so viel größer ausfällt als bei reinen Metallen. Wenn man nämlich den inhomogenen S-Leitern auch im voll s-leitenden Zustand eine mehrfach zusammenhängende Schwammstruktur zuschreibt, weil in ihnen wie in Ringen aus s-leitenden Metallen Magnetfelder einfrieren können, so muß man den s-leitenden Fäden in solchen Legierungen und Verbindungen nach Gorter (25) eine Dicke von weniger als der Eindringtiefe äußerer Magnetfelder $1/\beta = c\sqrt{\lambda}$ zuschreiben, um ihre magnetische Weichheit ($\sigma > \mu > 1$) erklären zu können. Umgekehrt muß die Mindestdicke k nadelförmiger S-Bereiche bei reinen Metallen $k \geqslant 1/\beta$ sein, weil sonst kein vollständiger Meißner-Effekt ($\mu \equiv 0$) zustandekommen könnte. Tatsächlich berechnet man (1) aus den kalorimetrischen Messungen an Sn von Keesom und van Laer (26), wonach die letzten 5 Proz. der Umwandlung $S \to N$ zwischen $1{,}00 \cdot H_k$ bis $1{,}02 \cdot H_k$ erfolgen, mittels der von Laueschen Formel (27) für die Zunahme des kritischen Längefeldes mit abnehmender Nadeldicke, daß die restlose Vernichtung des S-Zustandes bei einer Nadeldicke von einigen 0,001 cm beendet ist. Aus einem Verhältnis der S-Stromfadendicken von $10^{-3}/10^{-5}$ bei homogenen und inhomogenen S-Leitern folgt, daß die Unterkühlung $T_{ü_s} - T_{ü_1}$ bei gleichem Belastungsstrom für inhomogene S-Leiter etwa 100mal größer ausfällt, in Übereinstimmung mit der Erfahrung, die bei reinen Metallen gewöhnlich $1/100°$ bis $1/10°$, bei Legierungen und Verbindungen 1—$10°$ finden läßt.

Man wird die Gortersche Folgerung von der unter $1/\beta$ liegenden Fadendicke in inhomogenen S-Leitern um so weniger als eine hier ad hoc eingeführte Hypothese ansehen dürfen, weil sie auch die für solche Stoffe charakteristischen hohen kritischen ($\sim R/2$ wiederherstellenden) Magnetfelder und das Fehlen des Atomwärme-„Sprunges" ΔC beim Übergang $S \rightleftharpoons N$ zu erklären geeignet ist.

Grundsätzlich ist als Ursache für die notwendige Unterkühlung auch die latente Wärme in Betracht zu ziehen, die beim Übergang $N \to S$ bei Anwesenheit eines Magnetfeldes entsteht; dieser Beitrag wird aber praktisch belanglos sein, weil ja das Volumen des sich unter höherem Magnetfeld umwandelnden Fadens gering ist, und weil das zur Abführung der Wärme nötige Temperaturgefälle durch langsamere Durchführung der Umwandlung beliebig klein gemacht werden kann.

Abschließend sei festgestellt, daß wir also ebenso wie F. London (2) die bei der Unterkühlung aufzubringende Oberflächenenergie für magnetisch halten, ihren Betrag jedoch durch Einführung der Mikrobereich-Dicke statt der Probendicke erhöhen konnten. Wenn wir uns der Meinung (2) anschließen, daß bei der Unterkühlung möglicherweise auch andere Energiebeträge aufgebracht werden müssen, so weisen wir dabei auf die Messungen von Graßmann und Eicke (28) hin, wonach bei der erstmaligen Induktion eines Dauerstromes ein bestimmter Energiebetrag nicht als Stromenergie erscheint, sondern vermutlich als Ordnungsenergie reversibel verbraucht wird, nach unseren heutigen Kenntnissen etwa zur Verschmelzung der Mikrobereiche.

Angesichts der äußerlichen Analogie zwischen dem Umlagerungsspektrum des Überganges $N \rightleftharpoons S$ und dem Barkhausen-Effekt ist es nicht unwichtig, darauf hinzuweisen, daß der fortschreitend klargelegte Mechanismus der S-Mikrobereiche von dem der Weißschen Bezirke tatsächlich recht verschieden ist; das zeigt sich äußerlich schon darin, daß man sich auf dem steigenden Ast der $N \rightleftharpoons S$-Hysteresisschleife (Abb. 1) beliebig auf und ab bewegen kann, ohne diese merklich zu verlassen, daß man aber den steigenden Ast einer Eisen-Magnetisierungskurve nicht abwärts durchlaufen kann ohne sofort auf stark abweichende Zwischenkurven zu geraten.

Zum Schluß sei es mir gestattet, der Deutschen Forschungsgemeinschaft für eine Sachbeihilfe und Herrn Dr. G. Aschermann (Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung) für die Herstellung der NbN-Proben zu danken. Für seine bewährte Hilfe bei den Versuchen danke ich Herrn Ing. F. Langer, für die Darleihung des Oszillographen Herrn Reg.-Rat Dr. W. Kluge.

§ 6. Zusammenfassung

Der Übergang von der Normal- zur Supraleitung ($N \to S$) geschieht namentlich bei s-leitenden Legierungen und Verbindungen bei einer wesentlich tieferen Temperatur $T_{ü_1}$ als der umgekehrte Vorgang $S \to N$ bei $T_{ü_s}$. Es handelt sich um ein Analogon zu der Notwendigkeit der Keimbildung beim Übergang Dampf → Flüssigkeit oder Flüssigkeit → Kristall, die die Wirksamkeit von s-leitenden Keimen beim Übergang $N \to S$ vermuten läßt (§ 1). Die erste hier experimentell zu lösende Frage (§ 2) ist die, ob zum Übergang $N \to S$ die eingangs erwähnte Unterkühlung auch dann notwendig ist, wenn die Probe bereits voll

s-leitend gewesen war, und bei der thermischen Wiederherstellung des Ohmschen Widerstandes einige der früher (8) nachgewiesenen *s*-leitenden Mikrobereiche übriggeblieben sind, die als Keime wirken könnten. Nach Bestätigung dieser schon früher beiläufig beobachteten (4) Erscheinung bietet dieser „Keimeffekt", d. h. das Verschwinden des Ohmschen Widerstandes erst oberhalb der beim erstmaligen Übergang $N \rightarrow S$ erforderlichen Unterkühlungstemperatur ein Mittel, die Anwesenheit von keimfähigen *s*-leitenden Bereichen im Ohmschen Leiter festzustellen. Nachdem schon Aschermann, Friederich, Justi und Kramer bei *NbN* Sprungtemperaturen bis zu 23° abs erreichen konnten, lautet nunmehr die zweite Frage, wie hoch man eine voll *s*-leitend gewesene Schwermetallverbindung erwärmen darf, ohne daß bei nachfolgender Abkühlung eine erneute Unterkühlung (auf $T_{ü_1}$) zur Wiederherstellung des *S*-Zustandes notwendig ist. Bei dieser Höchsttemperatur haben die *S*-Mikrobereiche noch existiert, falls der Keimversuch positiv ausfällt. In § 3 wird die Versuchsanordnung beschrieben, bei der ein Zweischleifenoszillograph über Proportionalverstärker den Spannungsabfall von 50periodigem Wechselstrom (5 mA) in der *NbN*-Probe und einer umgebenden *Pb*-Widerstandsthermometerwicklung registriert. Mit dieser Anordnung wird zunächst dokumentiert, wie tatsächlich ein *S*-Leiter nach vorübergehender Erwärmung (auf $A°$ abs) ohne neue Unterkühlung schon oberhalb von $T_{ü_1}$ wieder voll *s*-leitend wird (§ 4a, Abb. 3a—e, 4a—g). Anschließend wird festgestellt, daß dieser Keimversuch selbst bei Erwärmung bis auf $A \sim 100°$ abs positiv bleibt. Nach der Diskussion der Versuchsergebnisse (§ 5) bedeutet dies, daß noch oberhalb des Temperaturgebietes der flüssigen Luft volle *S*-Leitung zumindest in mikroskopischen Bereichen möglich ist. Der Supraleitzustand ist also keineswegs ein auf tiefste Temperaturen beschränktes Phänomen, und es erscheint als nicht ausgeschlossen, daß auch die Herstellung von in mäßig tiefen Temperaturen supraleitenden Proben makroskopischer Ausdehnung gelingen wird. Schließlich wird gezeigt, daß man die zum erstmaligen Eintritt des *S*-Zustandes notwendige Unterkühlung modellmäßig deuten kann, wenn man in die Gleichung für das störende zirkuläre Feld $H = 0{,}2 \cdot J/R$ des zylindrischen *S*-Leiters nicht wie beim steigenden Ast ($S \rightarrow N$) die Probendicke $2R$, sondern die jeweilige Dicke $2r$ des aus Mikrobereichen allmählich aufgebauten ersten Stromfadens einsetzt. Nimmt man mit Gorter für reine *S*-Leiter die Mindestdicke k eines *s*-leitenden Fadens größer als die Feld-Eindringtiefe $1/\beta$ ($k > 1/\beta$), für Legierungen und Verbindungen dagegen $k \ll 1/\beta$ an, so versteht man, warum bei diesen die Unterkühlung um etwa zwei Größenordnungen größer ausfällt als bei reinen Metallen.

Literaturverzeichnis

1) E. Justi, Elektrizitätsleitung in Festkörpern. Verlag Gebr. Borntraeger, Berlin (im Erscheinen).
4) F. London, Une nouvelle conception de la supra-conductibilité. Verlag Hermann & Cie., Paris 1937.
3) W. Meißner, Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie **41**, 125, 1934.
4) G. Aschermann, E. Friederich, E. Justi und J. Kramer, Physik. Zeitschr. **42**, 349, 1941.
5) W. J. de Haas und J. Voogd, Comm. Leiden Nr. 214c, 1931.
6) A. D. Misener, Proc. Cambr. Phil. Soc. **35**, 95, 1939.
7) L. W. Schubnikow und I. Nachutin, Journ. exp. theor. Phys. 7, 566, 1937; Nature **139**, 589, 1937.
8) E. Justi, Physik. Zeitschr. **43**, 130, 1942; Ann. d. Phys. **42**, 84, 1942.
9) A. Goetz, Phys. Rev. **35**, 193, 1930.
10) W. Meißner und H. Franz, Naturwiss. **18**, 418, 1930.
11) F. Henning, Temperaturmessung; in: Handbuch der Physik, Bd. IX, S. 583. Verlag J. Springer, Berlin 1927.
12) G. Brauer, Zeitschr. f. Elektrochem. **46**, 397, 1940.
13) E. Justi, Zeitschr. f. d. ges. Kälteind. **50**, 37, 1943.
14) J. N. Rjabinin und L. W. Schubnikow, Nature **135**, 109, 1936.
15) W. H. Keesom und P. H. van Laer, Physica **3**, 173, 1936; Comm. Leiden Nr. 240c.
16) W. Meißner, Elektronenleitung; in: Handbuch der Experimentalphysik XI/2, Tab. 48, S. 63. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1935.
17) E. Justi, Physik. Zeitschr. **41**, 486, 1940.
18) D. Shoenberg, Proc. Cambr. Phil. Soc. **36**, 84, 1940.
19) K. M. Koch, Zeitschr. f. Phys. **120**, 86, 1942.
20) V. Rudnitzkij, Journ. exp. theor. Phys. (russ.) **11**, 107, 1941; Physik. Ber. **23**, 1486, 1942.
21) L. W. Schubnikow u. N. E. Alexeyevski, Nature **138**, 804, 1936.
22) W. J. de Haas u. A. Rademakers, Physica **7**, 992, 1940.
23) D. Shoenberg, Superconductivity S. 56ff., Abb. 13. Cambridge University Press 1938.
24) K. M. Koch, Zeitschr. f. Phys., **118**, 1, 1941.
25) C. J. Gorter, Physica **2**, 449, 1935.
26) W. H. Keesom u. P. H. van Laer, Physica **4**, 487, 1937.
27) M. v. Laue, Ann. d. Phys. **32**, 71 u. 253, 1938.
28) P. Graßmann u. H. Eicke, Physik. Zeitschr. **38**, 429, 1937.

Berlin-Charlottenburg, Kältelaboratorium der PTR, den 28. September 1943.

(*Eingegangen 30. September 1943*)

Über den Effekt verschiedener Temperaturgleichgewichte der Rotations- und Schwingungszustände innerhalb des gleichen Bandensystems bei einigen Metallhydriden*)

Von E. Fechner

Mitteilung aus dem Max-Planck-Institut, Berlin-Dahlem

Zusammenfassung

Entgegen der Erwartung der Boltzmann-Statistik wurde von H. Schüler und H. Haber[1]) bei Temperaturbestimmungen aus Bandenspektren in der Hohlkathode beim *AlH* und *BiH* festgestellt, daß die Rotationsverteilung der (0—0)- und der (1—1)-Bande verschiedenen Temperaturen entspricht. Zur Sicherung und Prüfung des Effektes wurden die betreffenden Spektren in den verschiedensten Lichtquellen und in Druckbereichen von einigen hundertstel Millimetern bis zu einer Atmosphäre untersucht. Die Erweiterung der Untersuchungen auf *CaH* und AlH^+ zeigten, besonders durch Vergleich von *AlH* und AlH^+, daß dieser Effekt offenbar von dem Elektronenspin abhängig ist.

Bei einem Singulettsystem (Spin = 0) sind die Temperaturunterschiede vorhanden, bei Dublettsystemen (Spin = 1/2) sind die Temperaturen gleich.

I. Problemstellung

In einer früheren Arbeit zeigten H. Schüler und H. Haber[2]) bei spektroskopischen Untersuchungen mit Hilfe der Hohlkathode an Metallhydriden, *AlH* und *BiH*, daß die Temperaturen, die man aus der Intensitätsverteilung der Rotationen der (0—0)- und der (1—1)-Bande berechnet, verschieden sind, während man nach unseren bisherigen Kenntnissen erwarten sollte, daß die beiden Banden die gleiche Temperatur ergeben. Unter den dort mitgeteilten Bedingungen beträgt z. B. beim *AlH* der Temperaturunterschied zwischen der (0—0)-Bande (800° K) und der (1—1)-Bande (450° K) 350°.

Dieses Problem ist aufgegriffen und weiter verfolgt worden. Es wurde als erstes untersucht, ob diese Erscheinung nur in der Hohlkathode auftritt oder ob sie auch in anderen Lichtquellen beobachtet wird.

Weiter ergab sich im Verlauf der Untersuchung die Notwendigkeit, auch die Banden anderer Moleküle (*CaH* und AlH^+) auf diesen Effekt hin zu untersuchen.

*) D 11

1) H. Schüler und H. Haber, Zeitschr. f. Phys. **112**, 614, 1939.

2) H. Schüler und H. Haber, l. c.

II. Einleitung

Allgemeines über Banden und ihre Intensitäten.

In allen hier untersuchten Fällen handelt es sich um Rotationsschwingungen in Elektronenbanden, d. h. an dem Zustandekommen der Banden sind drei Energien beteiligt: die Elektronenenergie, die die Lage der Banden im Spektrum angibt (sichtbares und ultraviolettes Gebiet), die Schwingungsenergie, die den Abstand der einzelnen Banden zueinander festlegt, und die Rotationsenergie, die die Struktur der einzelnen Banden bedingt. Es wurde nun bei dem gleichen Elektronensprung der Intensitätsverlauf der Rotationslinien der (0—0)-Bande mit dem Intensitätsverlauf der Rotationslinien der (1—1)-Bande verglichen. Man spricht von einer Rotationsbande (0—0), wenn die Schwingungsquantenzahl im oberen und unteren Zustand Null ist, und von einer (1—1)-Bande, wenn die Schwingungsquantenzahl im oberen und unteren Zustand Eins ist.

Die Intensität der Linien einer Rotationsbande ist bekanntlich gegeben durch den Ausdruck:

$$\mathrm{Int}_{\mathrm{rot}} = \mathrm{const} \cdot i \cdot e^{-B \cdot J'(J'+1) \cdot hc/kT}. \qquad (1)$$

const ist die Zusammenfassung von Werten, die innerhalb der hier untersuchten Spektren unverändert bleiben;

i ist die Übergangswahrscheinlichkeit, eine ganze Zahl, die mit wachsender Rotationsquantenzahl ebenfalls anwächst, welche sich nach den Hönl-Londonschen Formeln[3]) berechnen läßt;

$B = \frac{h}{8\pi^2 cI}$ ist die Rotationskonstante, in die als wichtigster Faktor das Trägheitsmoment I des Moleküls in den verschiedenen Zuständen eingeht. Sie kann für die verschiedenen Schwingungen unterschiedliche Werte annehmen. In den hier untersuchten Fällen der Metallhydride ist sie praktisch konstant;

J' ist die Rotationsquantenzahl des oberen Zustandes;

h ist das Plancksche Wirkungsquantum;

c ist die Lichtgeschwindigkeit;

k ist die Boltzmann-Konstante;

T ist die absolute Temperatur.

Aus Gleichung (1) erhält man eine Verteilungskurve, die bei niedrigen Rotationen schnell ansteigt, bei einer bestimmten Rotationsquantenzahl ein Maximum besitzt, das sich mit

3) Hönl und London, Zeitschr. f. Phys. **33**, 803, 1925; Weizel, Handbuch der Experimentalphysik, Erg.-Bd.: Bandenspektren.

der Temperatur verschiebt, und die dann wieder langsam abfällt. Man kann also unter gewissen Voraussetzungen aus diesem Maximum die Temperatur berechnen.

Eine bessere Übersichtlichkeit und eine größere Genauigkeit in der Temperaturbestimmung bietet aber eine andere Darstellung der Kurve. Logarithmiert man Gleichung (1), so läßt sich $\lg \frac{\text{Intensität}}{\text{Übergangswahrscheinlichkeit}}$ als Ordinate gegen $J'(J'+1)$ als Abszisse auftragen, so daß man eine Gerade erhält, aus deren Neigung man ebenfalls die Temperatur bestimmen kann. Im folgenden wird von dieser Geraden als der „Temperaturgeraden" gesprochen. Diese logarithmische Auftragung ist der Intensitätsauftragung mit Maximum vorzuziehen, da sich Selbstabsorption und ausgeglichene Temperaturen als Abweichungen von dieser Geraden bemerkbar machen (siehe weiter unten).

Aus der logarithmischen Darstellung [lg Int/Übergangswahrscheinlichkeit gegen $J'(J'+1)$] folgt, daß die entsprechenden Linien des P-, Q- und R-Zweiges, die vom gleichen J' ausgehen, zusammenfallen müssen, so daß die einzelnen Meßpunkte der Geraden mehrfach belegt sind.

Hinsichtlich des Vergleichs verschiedener Schwingungsbanden des gleichen Elektronenüberganges untereinander ist zu erwarten, daß bei gleicher Temperatur die „Temperaturgeraden" der (0—0)- und der (1—1)-Bande in der logarithmischen Darstellung einander parallel laufen und daß der senkrechte Abstand ein Ausdruck für das Intensitätsverhältnis der verglichenen Schwingungsniveaus ist. Für die Temperaturbestimmung aus dem Intensitätsverhältnis der (0—0)- und der (1—1)-Bande muß man noch die Übergangswahrscheinlichkeit zwischen den einzelnen Schwingungen kennen. Sie kann für den Fall, daß sich die Condon-Parabel[4]) — Intensitätsverteilung der Banden in den verschiedenen Schwingungen — zu einer Diagonalen zusammenzieht, gleich Eins gesetzt werden. Dieser Fall tritt praktisch bei allen hier untersuchten Banden auf.

Temperaturmessung aus Bandenlinien

Seit den letzten zwanzig Jahren werden Temperaturmessungen aus Bandenintensitäten vorgenommen. Die ersten Messungen liegen von Birge[5]) vor. Er benutzte dazu eine von Kemble[6]) gegebene Formel, die gestattet, aus dem Maximum von Rotationsbanden die Temperatur zu berechnen. Er zeigte an den Messungen der CN-Bande bei $\lambda = 3883$ Å, daß die Formel nicht nur im infraroten Gebiet ihre Gültigkeit hat, sondern auch im sichtbaren und ultravioletten Gebiet, wo sich die Rotationsschwingungsbanden der Elektronenübergänge befinden. Ornstein und Wijk[7]) lesen die Temperaturen aus der Neigung der „Temperaturgeraden" ab. Sie benutzen zu ihren Messungen die Banden des N_2^+. Aus allen untersuchten Banden des gleichen Elektronensprunges (0—0), (1—1), (0—1) und (1—2) erhalten sie die gleiche Temperatur von 600° C. Auf dieses Ergebnis wird weiter unten noch Bezug genommen.

Wenn man eine Gastemperatur mit Hilfe von Bandenmessungen bestimmen will, so müssen verschiedene Voraussetzungen erfüllt sein. Erste Voraussetzung für eine einwandfreie Messung ist eine gute Auflösung der Bande, die im allgemeinen die Benutzung eines großen Gitters notwendig macht. Die Linien müssen so weit auseinanderliegen, daß die Photometerkurve zwischen den einzelnen Linien auf Grund geht, da eine Berücksichtigung des Grundes die photometrische Auswertung komplizierter und ungenauer macht. Zweitens müssen, wenn in Emission gearbeitet wird, die benutzten Lichtquellen frei von Selbstabsorption sein, d. h. es dürfen keine kälteren Gasschichten vor der Lichtquelle liegen, die die Strahlung absorbieren. Diese letzte Bedingung dürfte in manchen Lichtquellen nicht erfüllt sein. Die Intensitäten der Linien mit starker Selbstabsorption werden dann als zu schwach vorgetäuscht, und es kann dadurch eine Maximumsverschiebung der Bandenintensität veranlaßt werden, was dann zu einer falschen Temperaturbestimmung aus der Lage des Maximums führen muß. Selbstabsorption läßt sich am sichersten aus der logarithmischen Darstellung erkennen. Es weichen dann die Meßpunkte bei niedrigen Rotationsquantenzahlen von einer geraden Linie ab, wie Lochte-Holtgreven und Maecker[8]) an Messungen am Kohlelichtbogen zeigen konnten. Erst die hohen Rotationen gleichen sich einer „Temperaturgeraden" an. Dieses Zeichen ist jedoch schon charakteristisch für verhältnismäßig starke Selbstabsorption. Bei geringerer Selbstabsorption läßt sich ein anomales Intensitätsverhältnis der einzelnen Bandenzweige (P-, Q- und R-Zweige) zueinander beobachten. Die Meßpunkte der entsprechenden Linien aus dem P-, Q- und R-Zweig, die, wie oben erwähnt, in der log-

4) Condon, Phys. Rev. **32**, 858, 1928.
5) Birge, Phys. Rev. **19**, 439, 1921; Astrophys. Journ. **55**, 273, 1922.
6) Kemble, Phys. Rev. **2**, 689, 1916.
7) Ornstein und Wijk, Zeitschr. f. Phys. **49**, 315, 1928; **59**, 313, 1930.
8) Lochte-Holtgreven und Maecker, Zeitschrift f. Phys. **105**, 1, 1937.

arithmetischen Darstellung zusammenfallen sollten, zeigen in ihrer Lage Abweichungen, die außerhalb der Fehlergrenze liegen. So ergab sich beim *AlH*, daß die „Temperaturgerade" des *P*-Zweiges über der des *R*- und *Q*-Zweiges liegt (Fig. 1). Man kann also nur zu sicheren Aussagen über die Temperatur kommen, wenn mit

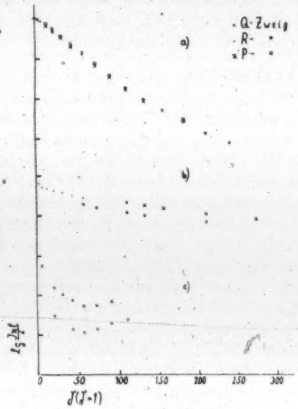


Fig. 1 zeigt drei Aufnahmen des *AlH* in drei verschiedenen Lichtquellen.
a) Hohlkathode. Die Zweige fallen zusammen; keine Selbstabsorption.
b) Bogen. Die Zweige fallen nicht mehr zusammen, die Werte liegen außerhalb der Fehlergrenze; beginnende Selbstabsorption.
c) Ofen. Die Zweige gehen weit auseinander; Selbstabsorption.

Bestimmtheit festgestellt werden kann, daß keine Anzeichen von Selbstabsorption vorliegen.

Um Mißverständnisse zu vermeiden, sei noch auf einen anderen Fall hingewiesen, bei dem die logarithmische Darstellung keine Gerade ergibt, sondern einen gebogenen Linienzug aufweist, der jedoch mit Selbstabsorption nichts zu tun hat. Dieser Fall wird beobachtet, wenn bei Glimmentladungen Moleküle im thermischen Gleichgewicht bei hoher Temperatur zusammenstoßen mit einem Atomgas (Edelgas) von tieferer Temperatur. Versuche in dieser Richtung sind von H. Schüler, H. Gollnow und H. Haber[9]) in der Hohlkathode unternommen worden. An Hand von sogenannten Druckreihen können die Verfasser zeigen, daß die Verteilung von einer hohen Verdampfungstemperatur — gerade Linie — über die Ausgleichzustände — Durchbiegung der Geraden — zu einer tieferen Temperatur des Trägergases — wieder gerade Linie — führt. (Zur Veranschaulichung ist Fig. 2 aus der eben zitierten Arbeit entnommen.) Dies zeigt deutlich, daß die Durchbiegung der Geraden in den Zwischenzuständen nicht von der Selbstabsorption herrührt, da sonst zu Anfang und Ende der Meßreihen ebenfalls keine einwandfreien geraden Linien auftreten dürften. Aus der Beobachtung und Messung der Zwischendruckzustände zeigt sich, daß die niederen Rotationen (von 0,5 mm Druck ab) schon die niedrigere Gasraumtemperatur angenommen haben, während die hohen Rotationen noch in der Nähe der hohen Anfangstemperatur liegen. Es ist also nicht falsch, die Gerade der ersten Rotationen von

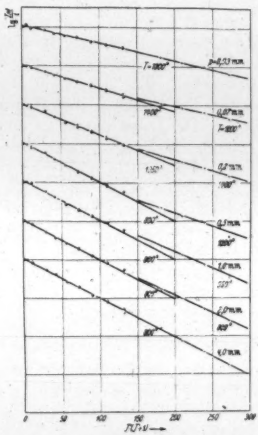


Fig. 2. *AlH* in der Hohlkathode in verschiedenen Druckbereichen.

solchen durchbogenen Kurven zur Temperaturbestimmung zu benutzen. Man wird für die Temperaturbestimmung aber im allgemeinen bei der Hohlkathode solcher Druckbereiche wählen, bei denen der Ausgleich in den Rotationsbanden schon erfolgt ist.

Bei der Auswertung der Aufnahmen dieser Arbeit wurden alle diese Gesichtspunkte berücksichtigt. Die Aufnahmen der Banden erfolgte mit dem 6,5-m-Konkavgitter des hiesigen Institutes in erster bzw. zweiter Ordnung. Sie wurden in der üblichen Weise mit einem Zeißschen selbstregistrierenden Photometer photometriert und die zugehörigen Schwärzungskurven mit dem Hansenschen Stufenfilter aufgenommen. Für die blauen Banden des *AlH*, AlH^+ und *BiH* waren Agfa-Platten Phototechn. B günstig, für die roten Banden des *CaH* Agfa-Platten Spektralrot hart.

9) H. Schüler, H. Gollnow und H. Haber, Zeitschr. f. Phys. **111**, 484, 1939.

Lichtquellen

Zur Untersuchung des Effektes, daß die Intensitätsverteilung der (0—0)-Bande eine andere Temperatur ergibt als die der (1—1)-Bande, wurden verschiedene Lichtquellen gewählt, so daß eine Beobachtung von niedrigsten Drucken bis zu einer Atmosphäre möglich war.

a) Hohlkathode

In der Schülerschen Hohlkathode[10]) wird eine Glimmentladung in Edelgasen (Helium, Argon, Krypton) bei Drucken von einigen hundertstel bis zu einigen Millimetern erzeugt. In diese Glimmentladung gelangen durch Kathodenzerstäubung Spuren von den Metallhydriden in den Entladungsraum, wo sie zum Leuchten angeregt werden. Dabei wird ein sehr großer Teil der Elektronenenergie der Entladung auf die Metallhydride übertragen, nämlich alle Elektronenenergien, die unterhalb der Anregungsenergien der Edelgase (bei Helium etwa 20 Volt) liegen. Die Folge davon ist eine lichtstarke Anregung des Molekülspektrums bei geringem Moleküldampfdruck, wodurch die Selbstabsorption vermieden wird. Die Hohlkathode erweist sich damit als besonders geeignet für die Temperaturbestimmung aus Molekülspektren. Experimentell zeigt sich dieses aus den erhaltenen „Temperaturgeraden" und dem Zusammenfallen entsprechender Punkte in den verschiedenen Bandenzweigen.

b) Elektrodenlose Ringentladung

Zur Erweiterung der Beobachtung wurde als zweite Lichtquelle die elektrodenlose Ringentladung gewählt, die bekanntlich charakteristisches Leuchten aufweist. Mit dieser Lichtquelle wurde *BiH* untersucht. Variationen über größere Druckbereiche konnten nicht erzielt werden, da die Zündung an einen ziemlich fest bestimmten Druck gebunden ist, und zwar in Abhängigkeit von den Edelgasen an einen Druck von einigen Millimetern.

Es sei im folgenden kurz die Apparatur beschrieben. Als Energiespender wurde ein Kurzwellensender mit einer Wellenlänge von 12 m benutzt. Verwendet wurden Telefunken-Senderöhren vom Typ RS 329 g in Gegentaktschaltung. In die Spule des Schwingungskreises wurde ein Quarzrohr gebracht, in dem sich das zu untersuchende Metall befand. Es hatte die Form einer abgeplatteten Kugel von einigen Zentimetern Durchmesser mit je einer Zuführung an jeder Seite, die ein Auspumpen gestattete und durch Einschaltung einer kleinen *Hg*-Diffusionspumpe ein dauerndes Kreisen des Trägergases und des Wasserstoffes zuließ. Die Zündung erfolgte mit Helium als Trägergas; bei weiterer Steigerung der Anodenspannung setzte die Verdampfung des Metalles und die Anregung des Metallspektrums ein. Durch ein erhitztes Palladiumrohr hindurchdiffundierter Wasserstoff ließ die Hydridbanden sehr stark hervortreten.

Selbstabsorption ließ sich aus der „Temperaturgeraden" nicht nachweisen.

c) Abreißbogen

Die Lichtquelle, die die größte Variation des Druckes gestattet, der Bogen bzw. der Abreißbogen, wurde als dritte Lichtquelle untersucht. Hierbei kann man Druckbereiche von einigen Millimetern bis Atmosphärendruck überbrücken. Es handelt sich um einen Bogen, der in einem geschlossenen Raum brennt, dessen Druck reguliert werden kann. Gezündet wird der Bogen mit Hilfe der beweglichen Anode.

Die mit dieser Lichtquelle erhaltenen „Temperaturgeraden" lassen bei der (0—0)-Bande meist beginnende Selbstabsorption erkennen. (Durch die Form der Elektroden läßt sich die Selbstabsorption weitgehend unterdrücken.) Naturgemäß erkennt man die beginnende Selbstabsorption an der starken (0—0)-Bande, während die schwächere (1—1)-Bande noch keine Anzeichen von Selbstabsorption aufweist, d. h. bei ihr erhält man für die verschiedenen Bandenzweige eine einheitliche „Temperaturgerade".

Verschiedentlich ist darauf hingewiesen worden[11]), daß im Bogen bei höheren Drucken die Emission im wesentlichen auf thermischer Anregung beruht, daß also im Gegensatz zu den Glimmentladungen keine merkliche Elektronenanregung beobachtet wird. Durch die Benutzung der Bögen bei höheren Drucken kann man also damit den vorliegenden Effekt der Temperaturverschiedenheit der (0—0)- und der (1—1)-Bande auch bei thermischer Anregung untersuchen.

d) Kingscher Ofen

Beim Kingschen Ofen können die Untersuchungen in den gleichen Druckbereichen wie beim Bogen und Abreißbogen in der Größenordnung von einigen Millimetern bis Atmosphärendruck durchgeführt werden. Der Kingsche Ofen stellt mit seinem elektrisch hocherhitzten Graphitrohr die beste Annäherung an ein rein thermisches Leuchten dar. Er erlaubt die Erzeugung von Temperaturen bis etwa 3000° K.

Seiner Benutzung für die vorliegende Arbeit stellen sich jedoch große Schwierigkeiten ent-

10) H. Schüler und H. Gollnow, Zeitschr. f. Phys. **98**, 611, 1935; H. Schüler und Th. Schmidt Zeitschr. f. Phys. **96**, 485, 1935.

11) Siehe z. B. Olsson, Ark. Mat. Astrom. och Fys. (B) **26** (Nr. 4), 1, 1939.

gegen. Es ist leicht einzusehen, daß im Innern des Graphitrohres ein Temperaturgefälle herrscht, was Veranlassung zum Auftreten von Selbstabsorption geben muß. Bei der Auswertung der Photometerkurven zeigen sich auch die typischen Merkmale der Selbstabsorption: systematisches Abweichen der Werte von der „Temperaturgeraden" bei niedrigen und hohen Rotationen, anomales Intensitätsverhältnis der einzelnen Zweige (*P*-, *Q*- und *R*-Zweige), also Nichtzusammenfallen der Meßpunkte entsprechender Linien. Eine Berechnung der Temperatur aus dem Intensitätsmaximum ergibt etwa 4600° K, während die Temperatur des Ofens bei der Versuchsanordnung mit Graphitrohren zwischen 2000° K bis 3000° K liegt.

Die Selbstabsorption zeigt sich nicht nur innerhalb einer Bande, sondern im Ofen auch in dem anomalen Intensitätsverhältnis der Banden mit verschiedener Schwingung desselben Elektronensprunges. So erscheint die (1—1)-Bande des *AlH* bedeutend intensiver als die (0—0)-Bande. Die stärksten Linien, in diesem Fall die Linien der (0—0)-Bande, werden von den vorgelagerten kälteren Molekülgasschichten stärker absorbiert als die schwächeren Linien der (1—1)-Bande. Daraus folgt also, daß der Kingsche Ofen wegen der immer vorhandenen Selbstabsorption für das vorliegende Problem nicht benutzt werden kann[12]).

III. Intensitätsverlauf in den Rotationsbanden von *AlH*, *BiH*, *CaH* und *AlH*+

a) *AlH*

Es wurden die Banden bei $\lambda = 4241$ Å, die (0—0)-Bande des $^1\Pi$—$^1\Sigma$-Überganges und die Bande bei $\lambda = 4354$ Å, die (1—1)-Bande des gleichen Überganges untersucht. Sie bestehen aus *P*-, *R*- und *Q*-Zweigen und sind nach Rot abschattiert. Die Kante wird von dem *R*-Zweig gebildet. Die Banden sind von Bengtsson-Knave[13]) analysiert worden.

In der Hohlkathode zeigt sich schon bei den allerniedrigsten Drucken, bei denen die Moleküle noch ihre Ursprungsverteilung aus dem Zerstäubungs-Verdampfungsprozeß her besitzen (die geringe Zahl der Zusammenstöße der *AlH*-Moleküle mit den Atomen des Trägergases hat noch keine merkliche Veränderung in der Rotationsverteilung hervorgerufen), eine verschiedene Neigung der „Temperaturgeraden" in der (0—0)- und der (1—1)-Bande. So ergibt sich aus der Neigung der „Temperaturgeraden" der (0—0)-Bande eine Temperatur von rund 1800° K, aus der Neigung der „Temperaturgeraden" der (1—1)-Bande eine Temperatur von rund 1300° K Gibt man durch Vergrößerung des Edelgasdruckes den Molekülen Gelegenheit, ihre Zerstäubungstemperatur der kälteren Trägergastemperatur anzugleichen, so zeigt sich auch bei allen Übergangsstadien der Unterschied in der Verteilung. In den Druckbereichen, in denen der Ausgleich bereits stattgefunden hat (er beginnt bei 0,5 mm), beobachtet man eine konstante Temperatur für die einzelnen Banden, so zeigt die (0—0)-Bande 860° K und die (1—1)-Bande 460° K Siehe Fig. 5a.

Wenn man schon aus der „Temperaturgeraden" auf eine thermische Verteilung der Rotationen schließen kann und so die Realität dieses Effektes als gesichert annehmen könnte, so bleibt doch eine Vergrößerung des Druckbereiches sehr wünschenswert, zumal in den Druckbereichen der Hohlkathode schon thermische Einstellung der Rotationen erfolgt ist, aber die thermische Schwingungsverteilung sich nicht einstellt. Selbst bei den größten Drucken von 3 mm ergibt die Schwingungsverteilung noch etwa die gleichen Werte, die für die Rotationsverteilung bei geringsten Drucken gefunden wurden (rund 1800° K). Man könnte also einwenden, daß bei höheren Drucken, bei denen auch der Ausgleich der Schwingungsenergien eingetreten sein muß, vielleicht die Temperaturunterschiede zwischen der (0—0)- und der (1—1)-Bande verschwinden werden.

Diese Frage zu entscheiden ist durch die Benutzung des Abreißbogens gegeben. Nach unveröffentlichten Versuchen von H. Schüler und H. Haber zeigt sich nun, daß selbst bei Atmosphärendruck die Temperaturunterschiede zwischen der (0—0)- und der (1—1)-Bande bestehen bleiben, sie zeigen darüber hinaus, daß die Temperaturdifferenz erheblich größer wird (siehe Fig. 3, welche hier zum Veröffentlichen freundlichst zur Verfügung gestellt worden ist). Die berechnete Temperatur aus der „Temperaturgeraden" beträgt bei der (0—0)-Bande etwa 2800° K, bei der (1—1)-Bande etwa 650° K Offenbar werden die Temperaturunterschiede mit der Temperatursteigerung der Lichtquelle immer größer. Die Temperaturanomalie liegt bei der (1—1)-Bande, denn die 2800° der (0—0)-

12) In diesem Zusammenhang sei auch darauf hingewiesen, daß für die Deutung des von Stenvinkel (Zeitschr. f. Phys. **114**, 602, 1939) im Kingschen Ofen am *AlH* beobachteten Effektes anomaler Intensitätsverteilung in den *AlH*-Banden, Bildung von *AlH* im Zweierstoß, zuerst sichergestellt werden muß, wie weit die Selbstabsorption daran beteiligt ist, denn daß sie beteiligt ist, geht aus dem oben Gesagten hervor. Die von Stenvinkel angekündigten Versuche über die Auswirkung der Selbstabsorption im Ofen liegen bisher noch nicht vor.

13) E. Bengtsson-Knave, Nova Acta Reg. Soc. Scient. Upsaliensis, Ser. IV, Vol. 8, Nr. 4, 1932.

Bande entsprechen eher den Temperaturverhältnissen im Bogen als die 650° der (1—1)-Bande.

Auf jeden Fall zeigen die vorliegenden Befunde, daß unabhängig von der Art der Anregung (Glimmentladung — reine Elektronenanregung, Abreißbogen bei Atmosphärendruck — vorwiegend thermische Anregung) der Temperaturunterschied zwischen der (0—0)- und der (1—1)-Bande bestehen bleibt.

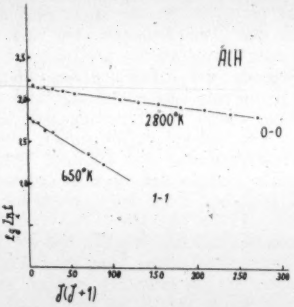


Fig. 3. *AlH* im Abreißbogen.

Von einer Diskussion der Versuche am Kingschen Ofen wird hier Abstand genommen, weil die oben festgestellte Selbstabsorption die Aussagen unsicher macht.

Es bleibt nun noch die Frage offen, ob der Verteilungsunterschied durch eine spezifische Eigenschaft des *AlH*-Moleküls hervorgerufen wird. Zu weiteren Aussagen sind deshalb die Banden des *BiH*-Moleküls untersucht worden.

b) *BiH*

Bei den Versuchen mit dem *BiH*-Molekül sind die Rotationsschwingungsbanden eines $^1\Sigma$—$^1\Sigma$-Elektronenüberganges herangezogen worden. Die (0—0)-Bande dieses Systems liegt bei $\lambda = 4698$ Å, die (1—1)-Bande bei $\lambda = 4697$ Å. Die Banden bestehen aus *P*- und *R*-Zweigen und sind nach Violett abschattiert. Sie sind von A. Heimer[14]) analysiert worden.

In der Hohlkathode liegen schon Versuche von H. Schüler und H. Haber[15]) vor. Auch hier tritt der Verteilungsunterschied auf.

Weitere Versuche wurden nun mit der elektrodenlosen Ringentladung durchgeführt. Es zeigt sich der gleiche Effekt. Die Temperatur der (0—0)-Bande liegt bei den vorliegenden Versuchen bei 1740° K und bei der (1—1)-Bande bei 810° K (siehe Fig. 5b).

Über die am Kingschen Ofen angestellten Versuche mit dem *BiH* muß auch hier gesagt werden, daß die Aussagen über die Temperaturbestimmung aus Intensitätsverteilungen in Emission wegen der auftretenden Selbstabsorption nicht zu verwenden sind.

14) A. Heimer, Diss. Stockholm 1938.
15) H. Schüler und H. Haber, Zeitschr. f. Phys. **112**, 614, 1939.

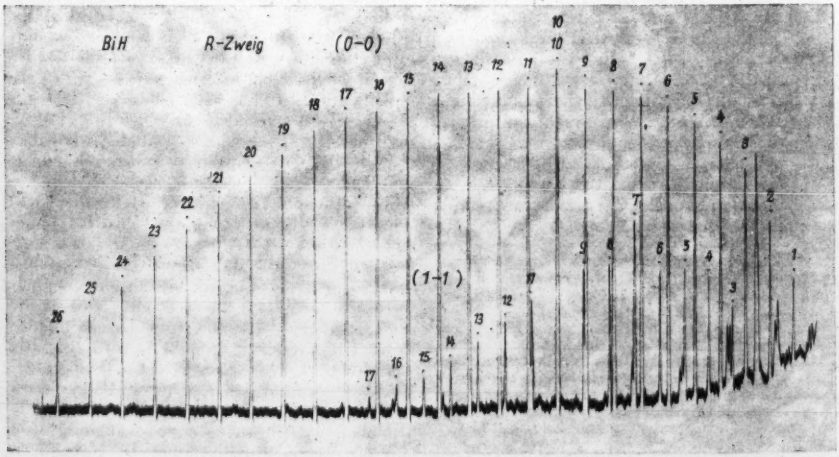


Fig. 4 zeigt eine Photometeraufnahme von *BiH* in der elektrodenlosen Ringentladung. Man kann deutlich die Verlagerung des Maximums in der (1—1)-Bande gegenüber der (0—0)-Bande erkennen.

Versuche mit dem Abreißbogen zeigen auch beim *BiH* den Verteilungsunterschied zwischen der (0—0)- und der (1—1)-Bande.

Zusammenfassend ergibt sich aus den Beobachtungen am *AlH* und *BiH* folgendes Bild: Intensitätsmessungen an Rotationsbandenlinien in verschiedenen Schwingungszuständen [(0—0) und (1—1)] bei verschiedenen Elektronenübergängen ($^1\Sigma$—$^1\Sigma$ bzw. $^1\Pi$—$^1\Sigma$) unter verschiedenen Anregungsbedingungen (Hohlkathode, elektrodenlose Ringentladung, Abreißbogen) bei verschiedenen Drucken (hundertstel Millimeter bis eine Atmosphäre) bei verschiedenen Metallen (Aluminium und Wismut) zeigen alle die gleiche Erscheinung, daß die aus der Intensitätsverteilung bestimmten Temperaturen der (1—1)-Bande, abweichend von der theoretischen Erwartung andere sind als die Temperaturen in der (0—0)-Bande, und zwar sind sie alle niedriger.

Es entsteht nun die Frage, ob dieser Effekt bei allen Metallhydriden existiert.

c) *CaH*

Es ist deshalb weiter das *CaH* untersucht worden, dessen Banden eingehend analysiert[16]) sind. Die untersuchten Banden des *CaH* sind die (0—0)-Bande bei $\lambda = 6346$ Å und die (1—1)-Bande bei $\lambda = 6352$ Å, die zu einem $^2\Sigma$—$^2\Sigma$-Elektronenübergang gehören. Die Banden sind nach Violett abschattiert und bestehen aus je zwei *P*- und *R*-Zweigen.

Da sich in den vorher untersuchten Fällen der hier diskutierte Effekt in allen Lichtquellen zeigte, wurde als die am besten geeignete Anregung die Glimmentladung in der Hohlkathode gewählt. Die Spektren wurden mit Argon oder Krypton als Trägergas hergestellt. Wenn auch in dem Druckbereich gemessen wurde, in dem entsprechend dem oben Gesagten, die Rotationstemperaturen mit den Gastemperaturen sich noch nicht völlig ausgeglichen haben, so läßt doch Fig. 5d den parallelen Verlauf der „Temperaturgeraden" der (0—0)- und (1—1)-Bande erkennen, und zwar sind hier die Werte aus den zusammengehörenden Dublettlinien gemittelt aufgetragen.

Es zeigt sich also, daß offenbar nicht alle Metallhydride den Effekt der verschiedenen Temperaturen aufweisen. *CaH* benimmt sich so, wie man es a priori erwarten sollte und wie es sich auch aus der Temperaturbestimmung am N_2^+-Spektrum ergibt. Diese Messungen sind von Ornstein und Wijk[17]) durchgeführt worden und ergaben dort gleiche Temperaturen für die Rotationsverteilung verschiedener Schwingungsbanden, und zwar 600° C.

Es fragt sich nun, welches der Unterschied zwischen den beiden Molekülgruppen, *AlH* und *BiH* einerseits, die den Effekt der verschiedenen Temperaturen zeigen, und *CaH* und N_2^+ andererseits, bei denen die (0—0)- und die (1—1)-Bande

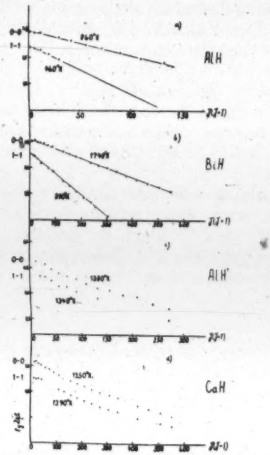


Fig. 5. a und b gibt den Intensitätsverlauf bei Singulett-, c und d bei Dublettsystemen wieder.

gleiche Temperaturen aufweisen, ist. In der ersten Gruppe handelt es sich um Übergänge in Singulettsystemen, während es sich in der zweiten Gruppe um Dubletterme handelt. Wenn darin nun der Grund für ein anomales Verhalten der (1—1)-Bande zu suchen ist, so wäre zu erwarten, daß beim AlH^+-Spektrum, wo es sich um Übergänge eines Dublettsystems handelt, der Effekt nicht beobachtet wird.

d) AlH^+

Die untersuchten Banden des AlH^+ gehören zu einem $^2\Pi$—$^2\Sigma$-Elektronenübergang. Die (0—0)-Bande liegt bei $\lambda = 3632$ Å, die (1—1)-Bande bei $\lambda = 3604$ Å. Sie bestehen aus je zwei *P*-, *Q*- und *R*-Zweigen und sind nach Violett abschattiert. Analysiert wurden die Banden von Almy und Watson[18]).

Die Banden wurden ebenfalls in der Hohlkathode untersucht bei einem Druck, bei dem die AlH^+-Moleküle schon die Temperatur des

16) Hulthen, Phys. Rev. **29**, 97, 1927.
17) Ornstein und Wijk, l. c.
18) Almy und Watson, Phys. Rev. **45**, 871, 1934.

kälteren Trägergases angenommen haben. In der Fig. 5c ist der Befund am AlH^+ dargestellt. Für die Darstellung der „Temperaturgeraden" sind nur diejenigen Linien genommen worden, die einwandfrei nicht überlagert sind. Dadurch ist eine Beschränkung der Meßpunkte bedingt. Trotzdem geht aus den Versuchen einwandfrei hervor, daß beim AlH^+ die „Temperaturgeraden" der (0—0)- und (1—1)-Bande parallel verlaufen. Damit ist also gezeigt, daß bei ein und demselben Molekül (AlH) einmal der Effekt der Temperaturdifferenz zwischen der (0—0)- und der (1—1)-Bande beobachtet wird, das andere Mal beim gleichen Molekül im ionisierten Zustand nicht, d. h. also, die Ursache des Effektes kann nur auf dem verschiedenen Wert des resultierenden Elektronenspins beruhen.

Es werden verschiedene Temperaturen zwischen der (0—0)- und der (1—1)-Bande beobachtet, wenn der resultierende Elektronenspin Null ist (Singulettsystem), dagegen beim Vorhandensein eines Elektronenspins $S = 1/2$ (Dublettsystem) tritt der Effekt nicht auf.

Die Schwierigkeit des Verständnisses dieses Effektes liegt darin, daß die Boltzmann-Statistik für die (0—0)- und (1—1)-Bande in allen Fällen die gleiche Temperaturverteilung verlangt. Die „Temperaturgeraden" bei den untersuchten Banden verschiedener Metallhydride zeigen nun, daß eine Boltzmann-Verteilung der Rotationszustände vorhanden ist; besonders beweisend ist die Beobachtung bei höheren Drucken bis zu einer Atmosphäre. Trotzdem zeigt sich aber, daß es Fälle gibt (Singulettsysteme), wo die Forderung gleicher Temperaturen nicht erfüllt ist.

Vorliegende Arbeit wurde im Max-Planck-Institut auf Anregung von Herrn Prof. Schüler durchgeführt, dem ich für wertvolle Ratschläge und Diskussionen auch an dieser Stelle nochmals danke.

Berlin-Dahlem, Oktober 1942.

(*Eingegangen 24. September 1943*)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

M. Landolt, Größe, Maßzahl und Einheit. 85 S. Zürich 1943. Rascher Verlag.

Die Schrift besteht aus einem ersten praktisch-rechnerischen und aus einem zweiten mathematisch-theoretischen Teil. Im ersten Teil wird das Verfahren des Rechnens mit „Größen" praktisch mit Beispielen vorgeführt, also die Rechenweise, die die Formelzeichen in den physikalischen Gleichungen konsequent als benannte Zahlen auffaßt und verwertet. Im zweiten Teil wird diese Methode an einigen Begriffen der höheren Algebra theoretisch geprüft in der Absicht, eine algebraische Theorie für dieses Verfahren zu geben.

J. Fischer (Frankfurt a. M.)

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil IV: Übungsaufgaben mit Lösungen; Formelsammlung. 7. Heft: Zusammenstellung der Formeln und Lehrsätze. Unter Mitwirkung von O. Degosang und G. Dobbrack (= Teubners mathematische Leitfäden, Bd. 43). 8°. VI und 120 S. Mit 74 Abb. Leipzig und Berlin 1943. B. G. Teubner. RM. 4,—. Kart.

Dieses Schlußheft des bekannten Werkes gibt einen systematischen Überblick (ohne Beweise) über die eingeführten Begriffe sowie die bewiesenen Sätze und Formeln unter Verweis auf die einschlägigen Stellen des Werkes. Die genauen Voraussetzungen, unter denen die einzelnen Sätze und Formeln gelten, sind angegeben. Daher ist diese Formelsammlung auch unabhängig vom Werke selbst benützbar. Ein Stichwortverzeichnis ist beigegeben. Mit dem vorliegenden Heft ist ein sehr übersichtliches Repertorium der höheren Mathematik geschaffen, welches die Bedürfnisse gerade auch des Physikers vorzüglich berücksichtigt.

Haupt

A. Sommerfeld, Vorlesungen über theoretische Physik. Band I, Mechanik. 2. Aufl. gr. 8°. 275 S. mit 58 Abb. Leipzig 1944. Akademische Verlagsgesellschaft Becker & Erler. Brosch. RM. 7.50, geb. RM. 8.70.

Daß ein akademischer Lehrer wie Sommerfeld, den ein sehr sachkundiger, nicht mehr lebender Physiker einst als Praeceptor Germaniae pries, nach der Emeritierung die Lehrtätigkeit durch Herausgabe seiner Kursusvorlesungen fortsetzt und damit in gewissem Sinne noch erweitert, ist sehr zu begrüßen. Es liegt bisher als erster Band die Mechanik der Massenpunkte und starren Körper vor. Sachlich Neues wird man von einem solchen Buch, das als Pforte zur theoretischen Physik besonders elementar und verständlich zu halten war, nicht erwarten. Dafür bringt es manches gute Alte, was sonst in Lehrbüchern schwer zu finden ist, wie z. B. die Coriolissche Theorie des Billardspiels. An Sommerfelds Tätigkeit an einer Technischen Hochschule erinnern die aus der Technik entlehnten Anwendungen, etwa die ausführliche Theorie des

Kreisels und seiner Benutzung als Kompaß oder zur Steuerung von Torpedos. Erfreulich und nicht nur für Studenten lehrreich sind auch die zahlreichen Übungsaufgaben. Kurz, die physikalische Literatur ist hier um einen wertvollen Zuwachs bereichert. M. v. Laue

---

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. 8. Aufl. Herausgegeben von der Deutschen Chemischen Gesellschaft, Hauptredakteur E. Pietsch. Gr.-8°. Berlin, Verlag Chemie G. m. b. H.

System-Nr. 51: Protaktinium und Isotope. Bearbeitet von E. Brennecke u. K. B. Kunst. XXIII u. 94 S. mit 4 Abb. 1942. Preis brosch. RM. 19,—.

Protaktinium ist in drei natürlichen Isotopen bekannt, dem vom *AcU* (235) stammenden langlebigen *Pa* (231) ($t = 32000$ Jahre), der Muttersubstanz der Aktiniumreihe, und den beiden kurzlebigen Zwischenstufen der Radiumreihe UX_2 (234) ($t = 1{,}1$ Min.) und *UZ* (234) ($t = 6{,}7$ Std.). Über die genetischen Beziehungen dieser radioaktiven Atomarten, ihre Entdeckungsgeschichte, ihr physikalisches Verhalten und alle damit zusammenhängenden Fragen unterrichtet dieses Bändchen in gründlicher monographischer Weise. Seit 1934 existieren auch etwa 0,5 g *Pa* in Form reiner Verbindungen, und so ist auch das chemische Verhalten weitgehend erforscht. Der Physiker, besonders der mit Radioaktivität und Kernphysik befaßte, wird diese dokumentarisch exakte und doch angenehm lesbare Darstellung nicht missen wollen.

System-Nr. 32: Zink. Anhangband: G. Apel, Zinklegierungen, Patentsammlung, 1. Teil. IV und 504 S., keine Abb. 1943. Preis brosch. RM. 51,—.

Diese Patentsammlungen ersparen, wie im Vorwort gesagt wird, dem Benutzer das zeitraubende Suchen in den Sammlungen der Patentschriften. Hier werden (wie in den schon erschienenen Patentsammlungen über Legierungen des Eisens, Aluminiums, Magnesiums und der Platinmetalle) nur die Patente aus sechs Staaten berücksichtigt, während die wissenschaftlichen Abhandlungen über Zinklegierungen im Hauptwerk behandelt werden. In Tabellenform sind auf etwa 500 Seiten schätzungsweise 10000 Zinklegierungen nach Zusammensetzung, Verwendungszweck, Eigenschaften und Literaturnachweis aufgeführt. Es kommen bis zu zehnkomponentige Systeme vor, und fast alle Metalle sind als Partner dabei vertreten. Ein strenges System ermöglicht die Auffindung.

Dieser großen Mannigfaltigkeit steht eine überraschende Einförmigkeit der Eigenschaften und Verwendungszwecke gegenüber: Mit den drei Stichworten „Guß- und Knetlegierung", „Vergütbar" und „Lot für Leichtmetalle" erschöpft man 99 Proz. des Inhalts dieser Spalte des Werkes.

Man fragt sich infolgedessen, ob das Bedürfnis den für heute beträchtlichen Aufwand rechtfertigt, wenn auch die große Gegenwartsbedeutung der einschlägigen Industrien nicht verkannt werden kann. Jedenfalls hätte man die vorzügliche technische Ausstattung dieser Patentsammlung auch dem in dieser Hinsicht stiefmütterlich weggekommenen Protaktiniumband gewünscht, der ja wohl in stärkerem Maße für eine lange Zukunft bestimmt ist. G.-M. Schwab

---

Umrechnungstafel für die Zahlenwerte elektrischer und magnetischer Größen. Zusammengestellt von Dr. phil. habil. U. Stille. Verlag F. Vieweg & Sohn, Braunschweig 1943.

Umrechnung der Zahlenwerte elektrischer und magnetischer Größen aus dem elektrostatischen, dem elektromagnetischen und dem Gaußschen cgs-System in das m-s-V-A-System; bei jeder Größe unter Angabe der definierenden Gleichung, der Einheit und des Zahlenwertes des Umrechnungsfaktors. — Ferner: Umrechnungstafel für die Zahlenwerte mechanischer Größen aus dem cgs-System und aus dem m-s-kp-System (kp = kilopond) in das m-s-kg-System nach demselben Schema. — Wer beim Zahlenrechnen gewohnt ist, mit Maßsystemsgleichungen zu arbeiten, in denen jedes Formelzeichen eine reine (unbenannte) Zahl bedeutet, findet in diesen Tafeln eine ausgezeichnete Unterstützung.
J. Fischer (Frankfurt a. M.)

Die Oxydkathode. Von Dr.-Ing. G. Herrmann u. Dr. phil. S. Wagener. 1. Teil: Physikalische Grundlagen von Dr. phil. S. Wagener. VIII u. 124 S. Mit 72 Fig. Leipzig 1943. Johann Ambrosius Barth. Geb. RM. 12,75.

In den letzten Jahrzehnten hat die Oxydkathode in Technik und Wissenschaft immer mehr an Bedeutung gewonnen. Trotzdem gab es bislang keine zusammenfassende Behandlung dieses Themas. Die Verfasser haben sich die Aufgabe gestellt, diesem Mangel abzuhelfen und eine geschlossene Übersicht über Physik und Technik der Oxydkathode zu geben. Das Werk ist in zwei Bände aufgeteilt. Während der erste Band die theoretisch physikalischen Grundlagen bringt, die zum Verständnis der Vorgänge in der Oxydkathode erforderlich sind, sollen im zweiten Band die eigentliche Physik der Oxydkathode, ihre technischen Eigenschaften und Herstellung behandelt werden. Bisher liegt nur der erste Band des Werkes vor, der aus der Feder von S. Wagener stammt und die physikalischen Grundlagen des Emissionsvorganges behandelt.

Zum Verständnis der thermischen Elektronenemission in festen Körpern sind die verschiedensten physikalischen Gebiete und theoretischen Vorstellungen notwendig, so daß die Schilderung der Physik der Oxydkathode ein umfangreiches Aufgabengebiet darstellt. Der Verfasser vermeidet die Gefahr der Weitschweifigkeit, die bei der Darstellung eines so vielseitigen Themas naheliegt, er bringt von den theoretischen Grundlagen nur soviel, als zum Verständnis der benötigten Formel notwendig ist, und wendet sich dann den speziellen auf die Oxydkathode zugeschnittenen Themen zu.

Der erste Abschnitt, der die thermische Elektronenemission der Metalle behandelt, berichtet über Kontaktpotential, Anlaufstromgleichung,

Sättigungsgleichung und über den Einfluß absorbierter Fremdstoffe auf die Emission der reinen Metalle. Im zweiten Abschnitt werden die Verfahren zur Messung der Austrittsarbeit von Metallen geschildert, wie z. B. das Verfahren der Richardson-Geraden, die Verfahren mit Hilfe des Kontaktpotentials, die Verwendung der Photo- und Feldemission und die Übertragung dieser Methoden auf fremdstoffbedeckte Metalle. Der letzte Abschnitt berichtet in gedrängter Form über Elektronenleitung und Ionenleitung in Festkörpern unter Berücksichtigung von Diffusionserscheinungen. Diesem Teil des Buches hätte man eine breitere Darstellung gewünscht, da bis jetzt in der Literatur hier nur wenige zusammenfassende Darstellungen zu finden sind.

Das flüssig geschriebene Buch gibt eine gute Übersicht über die physikalischen Gesetze und Vorstellungen, die zum Verständnis des Emissionsvorganges an Metallen und Halbleitern erforderlich sind. Es ist allen Physikern, die einen raschen aber umfassenden theoretischen Überblick über das Arbeitsgebiet gewinnen wollen, zu empfehlen. Ein umfangreiches Schriftverzeichnis ergänzt den Text wertvoll. Der Praktiker wird mit Interesse dem zweiten Band entgegensehen, der die technisch-physikalischen Probleme der Oxydkathode behandeln soll. H. Salow

---

Carl Friedrich Freih. v. Weizsäcker, Zum Weltbild der Physik. S. Hirzel. Leipzig 1943. gr. 8°. 138 S. RM. 4.50.

Wenn wir auch aus der Feder des Verfassers lieber eine 2. Auflage seines Buches über Kernphysik oder eine Zusammenfassung seiner Studien über Kosmologie zur Besprechung erhalten hätten, so begrüßen wir doch auch diese naturphilosophische Bekenntnisschrift, die durchweg originell und wohl durchdacht ist.

Die beiden ersten Abschnitte „Das physikalische Weltbild" und „Die Atomlehre der modernen Physik" sind ebenso wie der dritte Abschnitt schon früher veröffentlicht. Sie behandeln u. a. das Problem der „Ganzheit" und besprechen die Grenzen zwischen Physik und Biologie; ferner geben sie eine Kritik des Atombegriffes und seiner Paradoxie (beliebige Teilbarkeit des Raumes, Unteilbarkeit des Atoms!). Den Schluß bildet eine Erörterung über die Anschaulichkeit unseres Weltbildes — beide Worte sind übrigens der deutschen Sprache eigentümlich und können weder ins Französische noch ins Englische übersetzt werden.

Der dritte Abschnitt gibt eine tiefgehende Auseinandersetzung mit der Kantschen Philosophie. „Das Ungenügen der konkurrierenden naivrealistischen und positivistischen Ansichten drängt die Fragestellung von selbst in die Richtung, die Kant eingeschlagen hat." „Kants Lehren erweisen sich angesichts der modernen Physik weder als richtig noch als falsch, sondern als zweideutig." Sensualismus (Locke, Berkeley) und Positivismus (Mach und Nachfolger) werden kritisiert und abgelehnt. Zunächst werden Kants Erkenntnisse a priori untersucht, d. h. solche Erkenntnisse, die nicht aus der Erfahrung stammen, sondern aller Erfahrung zugrundeliegen. Die klassische Physik operiert durchweg mit den Kantschen Anschauungen und Begriffen a priori (Raum, Zeit, Kausalität, Substanz); der Kantschen Unerkennbarkeit des „Dinges an sich" entspricht es, daß die klassische Physik nichts über die „Atome an sich" aussagen kann. Kant hat aber nach dem Verfasser die Rolle des Willens beim Experimentieren nicht genug berücksichtigt. Dieser schafft in der Wahl zwischen Teilchenbild und Wellenbild die Möglichkeit zur komplementären Auffassung des Atoms. „Eigentlich hat erst die moderne Physik das leere Schema der Kantschen Lehre von der Natur ausgefüllt, freilich unter den in einem solchen Fall unvermeidlichen Änderungen und Umdeutungen."

Der letzte Teil des Buches, der hier zum erstenmal publiziert wird, heißt: „Unendlichkeit der Welt. Eine Studie über das Symbolische in der Naturwissenschaft. Unter Symbol wird verstanden: Bedeutung für die Lebensauffassung des Menschen. Altertum und Mittelalter sahen die Welt als endlich an. Die Vorstellung der unendlichen Welt tritt zuerst bei Nikolaus von Kues auf. Auch für ihn waren, wie im Mittelalter theologische Meinungen maßgebend. Es folgt eine Schilderung der neuzeitlichen Kenntnis unseres Kosmos und seiner Entstehung bis hin zum expanding universe und zur allgemeinen Relativitätstheorie. Verfasser hält es für möglich, daß die heute veraltete symbolische Auffassung der Natur eines Tages in erneuter Form aufleben kann. A. Sommerfeld

---

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1. — Druck: A. Heine GmbH., Gräfenhainichen. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany.

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., ANN ARBOR, MICHIGAN, U.S.A.

Autoren- und Sachregister

Abkürzungen: (Z.B.) = Zusammenfassende Berichte, (Z.) = Zuschriften, (B.) = Besprechungen, (N.) = Nachrichten.

A.

Adelsberger, U. u. **A. Scheibe,** Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 40 min, November 1942 47
— — Dezember 1942 63
— — Januar 1943 117
— — Februar 1943 151
— — März 1943 217
— — April 1943 217
— — Mai 1943 233
— — Juni 1943 270
— — Juli 1943 303
— — August 1943 366
— — September 1943 391
AEG.-Forschungs-Institut: Auszeichnung des — für Arbeiten auf dem Gebiet der geometrischen Elektronenoptik. (N.) . 276
Alphastrahlung: Statistische Ultramikrometrie mit Röntgen-, — und Neutronenstrahlung, v. K. G. Zimmer 233
Amorphe Struktur: Die — von Metalloiden, Metallen und Legierungen, v. H. Richter 406
Anfangspermeabilität: Zur Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der —, v. M. Kersten 63
Angerer, E. v., Wissenschaftliche Photographie. 3. Aufl. (B.) 366
Anregungsmechanismus: Über den — im H_2O-Molekül auf Grund der Befunde an seinem Emissionsspektrum im Sichtbaren, v. H. Schüler u. A. Woeldike . . 335
Ardenne, M. v., Zur Diskussion übermikroskopischer Dunkelfeldbilder 442
Atomstruktur: Die Axialität der — in der polarisierten Fluoreszenz von Kristallen, v. J. Stark 215
Atomstrukturelle Bedeutung der Polarisation in Spektralserien, v. J. Stark . . . 213
Auer-Forschungs-Stiftung: Preisausschreiben der — für 1943. (N.) 276
Axialität: Die — der Atomstruktur in der polarisierten Fluoreszenz von Kristallen, v. J. Stark 215

B.

Bagge, E., Die Bedeutung der Ionendiffusion für den Aufbau der Ionosphäre . . 163
— Die Kernzertrümmerungen durch die kosmische Strahlung. (Z. B.) 461
Bandensystem: Über den Effekt verschiedener Temperaturgleichgewichte der Rotations- und Schwingungszustände innerhalb des gleichen — bei einigen Metallhydriden, v. E. Fechner. . . . 479
Bartels, H., Grundlagen der Verstärkertechnik. (B.) 117
Bartz, I. u. **F. G. Houtermans,** Über den Kernphotoeffekt im Beryllium 167
Bauer, G., Ein Halbleiter-Hochohmbolometer 53
Baur, F., Einführung in die Großwetterforschung. 2., verb. Aufl. (B.) 49
Becker, W., Sterne und Sternsysteme. (B.) 87
Bergmann, L., Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik. 3., völlig überarb. u. erw. Aufl. (B.) . . 442
— **C. Schaefer, W. Kliefoth,** Grundaufgaben des Physikalischen Praktikums. 2. Aufl. (B.) 306
Beryllium: Über den Kernphotoeffekt im —, v. F. G. Houtermans u. I. Bartz . 167
Beugung: Fresnelsche — im Elektronenmikroskop, v. H. Boersch 202
Biermann, L., Oszillatorenstärken einiger Linien von Na I, K I, Mg II und H I . . 232
Birus, Karl: Nachruf für —, v. F. Möglich u. R. Rompe 121
Birus, K. †, **F. Möglich** u. **R. Rompe,** Über einige die Kristallphosphore und Isolatoren betreffende Fragen 122
Blasius, H., Wärmelehre, Physikalische Grundlagen vom technischen Standpunkt. 3. Aufl. (B.) 49
Bleiäquivalenz: Die — von Thorium gegenüber Röntgenstrahlen und Radium-γ-Strahlung, v. R. Jaeger 153
Bogen- und Funkenspektrum des Eisens von 4555 A bis 2227 A mit gleichzeitiger Angabe der Analysenlinien der wichtigsten Elemente, v. F. Gößler. (B.). . . 51
Bollé, E., Einführung in die innere Ballistik. Bearb. v. G. Seitz. (B.) 87
Bolometer: Ein Halbleiter-Hochohm- —, v. G. Bauer 53
Boersch, H., Randbeugung von Elektronen 32
— Fresnelsche Beugung im Elektronenmikroskop 202
Braunsche Fernsehröhren: Über den Einfluß der Raumladung auf die Schärfe von —, v. E. Schwartz 348
Bromsilber-Gelatine-Emulsionen: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in —. VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität, v. W. Meidinger 1
Brüche, E., Zum Entstehen des Elektronenmikroskops 176

Seite

Bruining, H., Die Sekundär-Elektronen-Emission fester Körper. (B.) 49
Buchwald, E., Die chromatische Linse als Farbgeber 156

C.

Chromatische Linse: Die — als Farbgeber, v. E. Buchwald 156
Curietemperatur: Über die Verschiebung der — durch allseitigen Druck, v. M. Kornetzki 296

D.

Daene, H. u. **H. Salow,** Zur Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronenemission von Isolatoren 302
Dechema-Arbeitsgemeinschaft Colorimetrie: Gründung der —. (N.) 180
Deffet, L., Répertoire des Composés Organiques Polymorphes. (B.) 306
Deutschlandsender: Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den — werktäglich 10 h 40 min, November 1942, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger 47
— — Dezember 1942 63
— — Januar 1943 117
— — Februar 1943 151
— — März 1943 217
— — April 1943 217
— — Mai 1943 233
— — Juni 1943 270
— — Juli 1943 303
— — August 1943 366
— — September 1943 391
Dielektrische Flüssigkeiten: Über die Stromleitung in — bei hohen elektrischen Feldern, v. F. Ruhle 89
Differentialgleichung: Integration der Elenbaas-Hellerschen — für die Quecksilberhochdruckbogensäule, v. G. Schmitz 129
— Berechnung von Lichtbögen aus der Elenbaas-Hellerschen —, v. W. Weizel u. G. Schmitz 383
Döpel, K. u. **R.,** Die Unterschreitung der spektralanalytischen Nachweisbarkeitsgrenze eines Spuren-Elementes durch die Analyse der kernphysikalischen Emissionen 261
Döpel, R. u. K., Die Unterschreitung der spektralanalytischen Nachweisbarkeitsgrenze eines Spuren-Elementes durch die Analyse der kernphysikalischen Emissionen 261
Doppelbrechung: Starkeffekt und begleitende — an der Natrium-Hyperfeinstruktur, v. F. Gabler 108
Druck: Über die Verschiebung der Curietemperatur durch allseitigen —, v. M. Kornetzki 296
Dühmke, M., Reflexionsmessungen an Rhodiumschichten im kurzwelligen ultraroten Spektralgebiet 10
Dunkelfeldbilder: Zur Diskussion übermikroskopischer —, v. M. v. Ardenne . . 442

E.

Eck, B., Technische Strömungslehre. (B.) . 50
Eiweißkette: Die Nervenleitung als Wechselwirkungseffekt in der —, v. O. Schmidt 139

Seite

Elektrische Felder: Über die Stromleitung in dielektrischen Flüssigkeiten bei hohen —, v. F. Ruhle 89
Elektrochemische Kette: Messung der die EMK aufbauenden Voltapotentiale einer festen —, v. E. Lange 249
Elektromagnetisches Feld: Zur Definition der Größen des — und zur Theorie der Maßsysteme, v. J. Wallot 17
Elektronen: Randbeugung von —, v. H. Boersch 32
Elektronenausbeute: Sekundär- —. Z. B. über den Einfluß der Feldemission auf die Sekundärelektronenausbeute, v. F. Trey 38
Elektronenmikroskop: Zum Entstehen des —, v. E. Brüche 176
— Fresnelsche Beugung im —, v. H. Boersch 202
Elektronentheorie: Zur — der Supraleitung, v. H. Welker 134
Elektrotechniker: Ehrung verdienter — zum 50jährigen Bestehen des Verbandes Deutscher Elektrotechniker. (N.) . . . 340
Elenbaas-Hellersche Differentialgleichung: Integration der — für die Quecksilberhochdruckbogensäule, v. G. Schmitz . 129
— Berechnung von Lichtbögen aus der —, v. W. Weizel u. G. Schmitz 383
Emissionsspektrum: Über den Anregungsmechanismus im H_2O-Molekül auf Grund der Befunde an seinem — im Sichtbaren, v. H. Schüler u. A. Woeldike 335
EMK: Messung der die — aufbauenden Voltapotentiale einer festen elektrochemischen Kette, v. E. Lange 249
Emulsionen: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine- — VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität, v. W. Meidinger 1
Eucken, A., Grundriß der physikalischen Chemie. 5. Aufl. (B.) 117

F.

Farbgeber: Die chromatische Linse als —, v. E. Buchwald 156
Fechner, E., Über den Effekt verschiedener Temperaturgleichgewichte der Rotations- und Schwingungszustände innerhalb des gleichen Bandensystems bei einigen Metallhydriden 479
Feld: Zur Definition der Größen des elektromagnetischen — und zur Theorie der Maßsysteme, v. J. Wallot 17
Felder: Über die Stromleitung in dielektrischen Flüssigkeiten bei hohen elektrischen —, v. F. Ruhle. 89
Feldemission: Sekundärelektronenausbeute. Z. B. über den Einfluß der — auf die Sekundärelektronenausbeute, v. F. Trey . 38
Feldtkeller, R., Einführung in die Vierpoltheorie der elektrischen Nachrichtentechnik. 2. Aufl. (B.) 152
Fernsehröhren: Über den Einfluß der Raumladung auf die Schärfe von Braunschen —, v. E. Schwartz 348
Ferromagnetische Hysterese: Zur Theorie der — und der Anfangspermeabilität, v. M. Kersten 63

Seite

Feste Körper: Zur Hedvallschen Störstellenwanderung. Ein Versuch zur quantenmechanischen Begründung der Oberflächenaktivität —, v. F. Möglich u. R. Rompe 77
Fischer, L., Die unabzählbare Menge. (B.) 306
Flügge, S., Über die räumliche Verteilung abgebremster Neutronen 445
— u. **J. Mattauch,** Kernphysikalische Tabellen. (B.) 50
— — Isotopenbericht 1942. (Z. B.) . . . 181
— — Berichtigung 391
Fluoreszenz: Die Axialität der Atomstruktur in der polarisierten — von Kristallen, v. J. Stark 215
Flüssige Luft: Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der Supraleitung. Nachweis supraleitender Bereiche im Temperaturgebiet der —, v. E. Justi 469
Flüssigkeiten: Über die Stromleitung in dielektrischen — bei hohen elektrischen Feldern, v. F. Ruhle 89
— Kinetische Theorie der Thermodiffusion in —, v. K. Wirtz u. J. W. Hiby . . . 369
Flüssigkeitsspiegel: Ein neues Verfahren zur Messung der Schwankungen von —, v. W. Schwarzacher. (Z.) 216
Fresnelsche Beugung im Elektronenmikroskop, v. H. Boersch 202
Friedrich-Raman-Nilakantan-Effekt: Kegel- und Linearprojektion der kristallabbildenden Röntgeninterferenzmethoden einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (Kossel-Effekt; —); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann. 309

G.

Gabler, F., Starkeffekt und begleitende Doppelbrechung an der Natrium-Hyperfeinstruktur 108
Geismann, H., Hochvakuumventile mit freier und großer Öffnung 268
Gelatine-Emulsionen: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber- — VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität, v. W. Meidinger 1
Gitteraufweitung und latentes Bild. Röntgenographische Untersuchung zur Entwickelbarkeit photographischer Schichten, v. B. Heß 245
Gittervervielfacher: Vergleichende Untersuchungen über den Einfluß der Stegform auf die Wirkungsweise und den Nutzeffekt von Prall- —, v. W. Reichel 279
Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Hauptred. Erich Pietsch. 8. Aufl. System-Nummer 68. Teil B. Lief. 4; System-Nr. 9. Teil A. Lief. 1; System-Nr. 22. Anhangsband; System-Nr. 18. Teil A. Lief. 1; System-Nr. 27. Teil A. Lief. 3; System-Nr. 65. Lief. 2. System-Nr. 51. 32. Anhangband. 1. Teil. (B.) 218, 307, 487
Gößler, F., Bogen- und Funkenspektrum des Eisens von 4555 A bis 2227 A mit gleichzeitiger Angabe der Analysenlinien der wichtigsten Elemente. (B.) 51

Seite

Greinacher, H., Ergänzungen zur Experimentalphysik. (B.) 366
Grimsehl-Tomaschek, Lehrbuch der Physik. Bd. I. 12. Aufl. (B.) 243

H.

Halbleiter-Hochohmbolometer: Ein —, v. G. Bauer 53
Hameister, E., Laplace-Transformation. (B.) 306
Handbuch der Katalyse. Hrsg. v. G. M. Schwab. Bd. I—III. (B.) 118
Hedvallsche Störstellenwanderung: Zur —. Ein Versuch zur quantenmechanischen Begründung der Oberflächenaktivität fester Körper, v. F. Möglich u. R. Rompe 77
Heisenberg, W., Zum Andenken an David Hilbert 277
Heller-Elenbaassche Differentialgleichung: Integration der — für die Quecksilberhochdruckbogensäule, v. G. Schmitz 129
— Berechnung von Lichtbögen aus der —, v. W. Weizel u. G. Schmitz 383
Hermann, H., Physikalische Bemerkungen zur Frage der Veränderlichkeit der Naturgesetze. (Z.) 151
Herrmann, G. u. S. Wagener, Die Oxydkathode. 1. Teil. (B.) 487
Heß, B., Gitteraufweitung und latentes Bild. Röntgenographische Untersuchung zur Entwickelbarkeit photographischer Schichten 245
Hiby, J. W. u. K. Wirtz, Kinetische Theorie der Thermodiffusion in Flüssigkeiten . . 369
Hilbert, David: Zum Andenken an —, v. W. Heisenberg 277
Hochohmbolometer: Ein Halbleiter- —, v. G. Bauer 53
Hochvakuumventile mit freier und großer Öffnung, v. H. Geismann 268
Hofe, Chr. v., Fernoptik. (B.) 243
Höhenstrahlen: Harte und weiche — bei magnetischen Stürmen, v. W. Kolhörster. (Z.) 48
Höhenstrahlung: Die — in Berlin-Dahlem während des magnetischen Sturmes vom 1. März 1941, v. W. Kolhörster . . . 393
Houtermans, F. G. u. I. Bartz, Über den Kernphotoeffekt im Beryllium 167
Hyperfeinstruktur: Starkeffekt und begleitende Doppelbrechung an der Natrium- —, v. F. Gabler 108
Hysterese: Zur Theorie der ferromagnetischen — und der Anfangspermeabilität, v. M. Kersten 63

I.

Induktion: Über den Zusammenhang von Widerstandsänderung und magnetischer — beim Eintritt der Supraleitung, v. K. Steiner u. H. Schoeneck 341
Integration der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung für die Quecksilberhochdruckbogensäule, v. G. Schmitz . 129
Intensität: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur und der —, v. W. Meidinger 1

Seite

Interferenzen: Die Natur der verwaschenen —bei polierten Metallen, v. H. Richter 456
Ionendiffusion: Die Bedeutung der — für den Aufbau der Ionosphäre, v. E. Bagge 163
Ionosphäre: Die Bedeutung der Ionendiffusion für den Aufbau der —, v. E. Bagge 163
Isolatoren: Über einige die Kristallphosphore und — betreffende Fragen, v. K. Birus †, F. Möglich u. R. Rompe . . 122
— Zur Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronenemission von —, v. H. Daene u. H. Salow 302
Isotopenbericht 1942, v. S. Flügge u. J. Mattauch 181
— — Berichtigung 391

J.

Jaeger, R., Die Bleiäquivalenz von Thorium gegenüber Röntgenstrahlen und Radium-γ-Strahlung 153
Joos, G. u. Th. Kaluza, Höhere Mathematik für den Praktiker. 3., verb. Aufl. (B.) 307
Justi, E., Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der Supraleitung. Nachweis supraleitender Bereiche im Temperaturgebiet der flüssigen Luft 469

K.

Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf: Mitteilungen aus dem —. Hrsg. v. F. Körber. Bd. 21. 22. (B.) 119, 152
Kalium: Oszillatorenstärken einiger Linien von Na I, K I, Mg II und H I, v. L. Biermann 232
Kaluza, Th. u. G. Joos, Höhere Mathematik für den Praktiker. 3., verb. Aufl. (B.) 307
Kapillarwellen: Über — mit Oberflächenzähigkeit, v. K. Wieghardt 101
Kappler, E., Ein Apparat zur Messung des Reflexionsvermögens 83
Kegel- und Linearprojektion der kristallabbildenden Röntgeninterferenzmethoden einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (Kossel-Effekt; Friedrich-Raman-Nilakantan-Effekt); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann . . . 309
Keimeffekt: Über den „—" beim Eintritt der Supraleitung. Nachweis supraleitender Bereiche im Temperaturgebiet der flüssigen Luft, v. E. Justi 469
Kernphotoeffekt: Über den — im Beryllium, v. F. G. Houtermans u. I. Bartz 167
Kernphysikalische Emissionen: Die Unterschreitung der spektralanalytischen Nachweisbarkeitsgrenze eines Spuren-Elementes durch die Analyse der —, v. R. u. K. Döpel 261
Kernzertrümmerungen: Die — durch die kosmische Strahlung, v. E. Bagge . . . 461
Kersten, M., Zur Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Anfangspermeabilität 63
Kinetische Theorie: Zur — der Thermodiffusion im Kristallgitter, v. K. Wirtz . . 221
— der Thermodiffusion in Flüssigkeiten, v. K. Wirtz u. J. Hiby 369
Kleen, W. u. H. Rothe, Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter. (B.) 219

Seite

Kliefoth, W., C. Schaefer, L. Bergmann, Grundaufgaben des Physikalischen Praktikums. 2. Aufl. (B.) 306
Klinger, F., Einführung in die n-dimensionale algebraische Geometrie. (B.) . . . 88
Kolhörster, W., Harte und weiche Höhenstrahlen bei magnetischen Stürmen. (Z.) 48
— Die Höhenstrahlung in Berlin-Dahlem während des magnetischen Sturmes vom 1. März 1941 393
Körber, F., Mitteilungen aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung zu Düsseldorf. Hrsg. v. —. Bd. 21. 22. (B.) 119, 152
Kornetzki, M., Über die Verschiebung der Curietemperatur durch allseitigen Druck 296
Körper: Zur Hedvallschen Störstellenwanderung. Ein Versuch zur quantenmechanischen Begründung der Oberflächenaktivität fester —, v. F. Möglich u. R. Rompe 77
Kosmische Strahlung: Die Kernzertrümmerungen durch die —, v. E. Bagge . . 461
Kossel-Effekt: Kegel- und Linearprojektion der kristallabbildenden Röntgeninterferenzmethoden einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (—; Friedrich-Raman-Nilakantan-Effekt); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann . . . 309
Kotowski, P. u. H. Wisbar, Drahtloser Überseeverkehr. (B.) 86
Kristalle: Die Axialität der Atomstruktur in der polarisierten Fluoreszenz von —, v. J. Stark 215
Kristallabbildende Röntgeninterferenzmethoden: Kegel- und Linearprojektion der — einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (Kossel-Effekt; Friedrich-Raman-Nilakantan-effekt); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann. . . . 309
Kristallgitter: Zur kinetischen Theorie der Thermodiffusion im —, v. K. Wirtz 221
Kristallphosphore: Über einige die — und Isolatoren betreffende Fragen, v. K. Birus †, F. Möglich u. R. Rompe . . 122
Kurzwelliges ultrarotes Spektralgebiet: Reflexionsmessungen an Rhodiumschichten im —, v. M. Dühmke 10

L.

Landolt, M., Größe, Maßzahl und Einheit. (B.) 486
Lange, E., Messung der die EMK aufbauenden Voltapotentiale einer festen elektrochemischen Kette 249
Lange, J., Einführung in die Physikalische Chemie (Thermodynamik, Kinetik). (B.) 367
Latentes Bild: Gitteraufweitung und — Röntgenographische Untersuchung zur Entwickelbarkeit photographischer Schichten, v. B. Heß 245
Legierungen: Die amorphe Struktur von Metalloiden, Metallen und —, v. H. Richter 406
Lichtbögen: Berechnung von — aus der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung, v. W. Weizel u. G. Schmitz 383

Seite

Linearprojektion: Kegel- und — der kristallabbildenden Röntgeninterferenzmethoden einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (Kossel-Effekt; Friedrich-Raman-Nilakantan-Effekt); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann . . . 309
Linse: Die chromatische — als Farbgeber, v. E. Buchwald 156
Luft: Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der Supraleitung. Nachweis supraleitender Bereiche im Temperaturgebiet der flüssigen —, v. E. Justi 469

M.

Magnesium: Oszillatorenstärken einiger Linien von Na I, K I, Mg II und H I, v. L. Biermann 232
Magnetische Induktion: Über den Zusammenhang von Widerstandsänderung und — beim Eintritt der Supraleitung, v. K. Steiner u. H. Schoeneck 341
Magnetischer Sturm: Die Höhenstrahlung in Berlin-Dahlem während des — vom 1. März 1941, v. W. Kolhörster . . . 393
Magnetische Stürme: Harte und weiche Höhenstrahlen bei —, v. W. Kolhörster. (Z.) 48
Mahler, G., Physikalische Aufgabensammlung. Neu bearb. v. K. Mahler. 6. Aufl. (B.) 152
Maßsysteme: Zur Definition der Größen des elektromagnetischen Feldes und zur Theorie der —, v. J. Wallot 17
Mattauch, J. u. S. Flügge, Kernphysikalische Tabellen. (B.) 50
— — Isotopenbericht 1942 181
— — Berichtigung 391
Meidinger, W. Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität . . . 1
Messung: Ein Apparat zur — des Reflexionsvermögens, v. E. Kappler . . . 83
— Ein neues Verfahren zur — der Schwankungen von Flüssigkeitsspiegeln, v. W. Schwarzacher. (Z.) 216
— der die EMK aufbauenden Voltapotentiale einer festen elektrochemischen Kette, v. E. Lange 249
Metalle: Die amorphe Struktur von Metalloiden, — und Legierungen, v. H. Richter 406
— Die Natur der verwaschenen Interferenzen bei polierten —, v. H. Richter. . 456
Metallhydride: Über den Effekt verschiedener Temperaturgleichgewichte der Rotations- und Schwingungszustände innerhalb des gleichen Bandensystems bei einigen —, v. E. Fechner 479
Metalloide: Die amorphe Struktur von —, Metallen und Legierungen, v. H. Richter 406
Meyer, A. E. H. u. E. O. Seitz, Ultraviolette Strahlen, ihre Erzeugung, Messung und Anwendung in Medizin, Biologie und Technik. (B.) 218
Mikroskop: Fresnelsche Beugung im Elektronen- —, v. H. Boersch. 202

Seite

Möglich, F., K. Birus † u. R. Rompe, Über einige die Kristallphosphore und Isolatoren betreffende Fragen 122
— u. **R. Rompe,** Zur Hedvallschen Störstellenwanderung. Ein Versuch zur quantenmechanischen Begründung der Oberflächenaktivität fester Körper . . 77
— — Nachruf für Karl Birus 121
Mohler, H., Das Absorptionsspektrum der chemischen Bildung. (B.) 392
Molekül: Über den Anregungsmechanismus im H_2O- — auf Grund der Befunde an seinem Emissionsspektrum im Sichtbaren, v. H. Schüler u. A. Woeldike 335
Müller, E., Elektromotorische (Potentiometrische) Maßanalyse. 6. verb. u. verm. Aufl. (B.) 244
— Elektrochemisches Praktikum. 6. Aufl. (B.) 307
Münster, C., Das Fernrohr. (B.) 307
— Geschichte des Einstand-Entfernungsmessers. (B.) 307

N.

Natrium: Oszillatorenstärken einiger Linien von Na I, K I, Mg II und H I, v. L. Biermann. 232
— Hyperfeinstruktur: Starkeffekt und begleitende Doppelbrechung an der —, v. F. Gabler 108
Naturgesetze: Physikalische Bemerkungen zur Frage der Veränderlichkeit der —, v. H. Hermann. (Z.) 151
Neonkerne: Die Reaktion schneller Neutronen mit Stickstoff- und —, v. G. Ortner u. G. Protiwinsky 116
Nervenleitung: Die — als Wechselwirkungseffekt in der Eiweißkette, v. O. Schmidt 139
Neutronen: Die Reaktion schneller — mit Stickstoff- und Neonkernen, v. G. Ortner u. G. Protiwinsky 116
— Über die räumliche Verteilung abgebremster —, v. S. Flügge 445
Neutronenstrahlung: Statistische Ultramikrometrie mit Röntgen-, Alpha- und —, v. K. G. Zimmer 233
Nilakantan-Friedrich-Raman-Effekt: Kegel- und Linearprojektion der kristallabbildenden Röntgeninterferenzmethoden einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (Kossel-Effekt; —); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann 309
Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 40 min, November 1942, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger 47
— — Dezember 1942 63
— — Januar 1943 117
— — Februar 1943 151
— — März 1943 217
— — April 1943 217
— — Mai 1943 233
— — Juni 1943 270
— — Juli 1943 303
— — August 1943 366
— — September 1943 391
Nylén, P. u. N. Wilgren, Einführung in die Stöchiometrie. 2., verb. u. verm. Aufl. (B.) 443

O.

Seite

Oberflächenaktivität: Zur Hedvallschen Störstellenwanderung. Ein Versuch zur quantenmechanischen Begründung der — fester Körper, v. F. Möglich u. R. Rompe 77
Oberflächenzähigkeit: Über Kapillarwellen mit —, v. K. Wieghardt 101
Ohmbolometer: Ein Halbleiter-Hoch- —, v. G. Bauer 53
Ortner, G. u. **G. Protiwinsky,** Die Reaktion schneller Neutronen mit Stickstoff- und Neonkernen 116
Oszillatorenstärken einiger Linien von Na I, K I, Mg II und H I, v. L. Biermann 232

P.

Permeabilität: Zur Theorie der ferromagnetischen Hysterese und der Anfangs- —, v. M. Kersten 63
Pfanhauser, W., Galvanotechnik. 2 Bände. (B.) 367
Philipoff, W., Viskosität der Kolloide. (B.) 119
Photographische Schichten: Gitteraufweitung und latentes Bild. Röntgenographische Untersuchung zur Entwickelbarkeit —, v. B. Heß 245
Photolytisch gebildetes Silber: Untersuchungen über Masse und Verteilung des — in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen VI. Masse des — in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität, v. W. Meidinger 1
Physikalisch-Technische Reichsanstalt: Normalfrequenz-Aussendung der — über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 40 min. November 1942, v. A. Scheibe u. U. Adelsberger 47
— — Dezember 1942 63
— — Januar 1943 117
— — Februar 1943 151
— — März 1943 217
— — April 1943 217
— — Mai 1943 233
— — Juni 1943 270
— — Juli 1943 303
— — August 1943 366
— — September 1943 391
Planck, M., zum 85. Geburtstag am 23. April 1943. (Bild.) 153
Plotnikow, J., Vorträge über „Infrarote Strahlen und ihre Anwendungen" in München, in Berlin und in Budapest. (N.) 52
Pohl, R. W., Einführung in die Mechanik, Akustik und Wärmelehre. 3. u. 4. Aufl. (B.) 51
Polarisation: Atomstrukturelle Bedeutung der — in Spektralserien, v. J. Stark 213
Polarisierte Fluoreszenz: Die Axialität der Atomstruktur in der — von Kristallen, v. J. Stark 215
Polierte Metalle: Die Natur der verwaschenen Interferenzen bei —, v. H. Richter 456
Prallgittervervielfacher: Vergleichende Untersuchungen über den Einfluß der Stegform auf die Wirkungsweise und den Nutzeffekt von —, v. W. Reichel . . . 279

Seite

Primärstrahlbüschel: Kegel- und Linearprojektion der kristallabbildenden Röntgeninterferenzmethoden einschließlich der indirekten Erzeugung der — (Kossel-Effekt; Friedrich-Raman-Nilakantan-Effekt); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann . 309
Protiwinsky, G. u. **G. Ortner,** Die Reaktion schneller Neutronen mit Stickstoff- und Neonkernen 116

Q.

Quantenmechanische Begründung: Zur Hedvallschen Störstellenwanderung. Ein Versuch zur — der Oberflächenaktivität fester Körper, v. F. Möglich u. R. Rompe 77
Quecksilberhochdruckbogensäule: Integration der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung für die —, v. G. Schmitz 129

R.

Radium-γ-Strahlung: Die Bleiäquivalenz von Thorium gegenüber Röntgenstrahlen und —, v. R. Jaeger 153
Raman-Friedrich-Nilakantan-Effekt: Kegel- und Linearprojektion der kristallabbildenden Röntgeninterferenzmethoden einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (Kossel-Effekt; —); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann. 309
Randbeugung von Elektronen, v. H. Boersch 32
Raethjen, P., Einführung in die Physik der Atmosphäre. Bd. II. (B.) 443
Raumladung: Über den Einfluß der — auf die Schärfe von Braunschen Fernsehröhren, v. E. Schwartz 348
Räumliche Verteilung: Über die — abgebremster Neutronen, v. S. Flügge . . 445
Reflexionsmessungen an Rhodiumschichten im kurzwelligen ultraroten Spektralgebiet, v. M. Dühmke 10
Reflexionsvermögen: Ein Apparat zur Messung des —, v. E. Kappler 83
Reichel, W., Vergleichende Untersuchungen über den Einfluß der Stegform auf die Wirkungsweise und den Nutzeffekt von Prallgittervervielfachern 279
Rhodiumschichten: Reflexionsmessungen an — im kurzwelligen ultraroten Spektralgebiet, v. M. Dühmke 10
Richter, H., Die amorphe Struktur von Metalloiden, Metallen und Legierungen . . 406
— Die Natur der verwaschenen Interferenzen bei polierten Metallen 456
Riezler, W., Einführung in die Kernphysik. 2., erw. Aufl. (B.) 308
— Tabellen und Tafeln zur Kernphysik. (B.) 308
Rompe, R., K. Birus † u. **F. Möglich,** Über einige die Kristallphosphore und Isolatoren betreffende Fragen 122
— u. **F. Möglich,** Zur Hedvallschen Störstellenwanderung. Ein Versuch zur quantenmechanischen Begründung der Oberflächenaktivität fester Körper . . 77
— — Nachruf für Karl Birus 121

Seite

Röntgeninterferenzmethoden: Kegel- und Linearprojektion der kristallabbildenden — einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (Kossel-Effekt; Friedrich-Raman-Nilakantan-Effekt); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren, v. H. Seemann . . . 309
Röntgenographische Untersuchung: Gitteraufweitung und latentes Bild. — zur Entwickelbarkeit photographischer Schichten, v. B. Heß 245
Röntgenstrahlen: Die Bleiäquivalenz von Thorium gegenüber — und Radium-γ-Strahlung, v. R. Jaeger 153
Röntgenstrahlung: Statistische Ultramikrometrie mit —, Alpha- und Neutronenstrahlung, v. K. G. Zimmer 233
Rotationszustände: Über den Effekt verschiedener Temperaturgleichgewichte der — und Schwingungszustände innerhalb des gleichen Bandensystems bei einigen Metallhydriden, v. E. Fechner 479
Rothe, H. u. W. Kleen, Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und Gleichrichter. (B.) 219
Rothe, R., Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil IV. 7. Heft. Unter Mitwirkung von O. Degosang u. G. Dobbrack. (B.) 486
Ruhle, F., Über die Stromleitung in dielektrischen Flüssigkeiten bei hohen elektrischen Feldern 89
Ruthardt, K. u. W. Seith, Chemische Spektralanalyse. 2., verb. Aufl. (B.) 392

S.

Salow, H. u. H. Daene, Zur Winkelabhängigkeit der Sekundärelektronenemission von Isolatoren 302
Schaefer, C., L. Bergmann, W. Kliefoth, Grundaufgaben des Physikalischen Praktikums. 2. Aufl. (B.) 306
Scheibe, A. u. U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 40 min, November 1942 47
— — Dezember 1942 63
— — Januar 1943 117
— — Februar 1943 151
— — März 1943 217
— — April 1943 217
— — Mai 1943 233
— — Juni 1943 270
— — Juli 1943 303
— — August 1943 366
— — September 1943 391
Schintlmeister, J., Die Elektronenröhre als physikalisches Meßgerät. (B.) 219
Schmidt, O., Die Nervenleitung als Wechselwirkungseffekt in der Eiweißkette . . . 139
Schmitz, G., Integration der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung für die Quecksilberhochdruckbogensäule . . . 129
— u. **W. Weizel,** Berechnung von Lichtbögen aus der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung 383
Schoeneck, H. u. K. Steiner, Über den Zusammenhang von Widerstandsänderung und magnetischer Induktion beim Eintritt der Supraleitung 341

Seite

Schoeneck, H. u. K. Steiner, Eine neue Erscheinung beim Eintritt der Supraleitung 346
Schüler, H. u. A. Woeldike, Über den Anregungsmechanismus im H_2O-Molekül auf Grund der Befunde an seinem Emissionsspektrum im Sichtbaren. 335
Schulze, W., Allgemeine und physikalische Chemie. I. u. II. Teil. (B.) 368
Schwankungen: Ein neues Verfahren zur Messung der — von Flüssigkeitsspiegeln, v. W. Schwarzacher. (Z.) 216
Schwartz, E., Über den Einfluß der Raumladung auf die Schärfe von Braunschen Fernsehröhren 348
Schwarzacher, W., Ein neues Verfahren zur Messung der Schwankungen von Flüssigkeitsspiegeln. (Z.) 216
Schwingungszustände: Über den Effekt verschiedener Temperaturgleichgewichte der Rotations- und — innerhalb des gleichen Bandensystems bei einigen Metallhydriden, v. E. Fechner . . . 479
Seemann, H., Kegel- und Linearprojektion der kristallabbildenden Röntgeninterferenzmethoden einschließlich der indirekten Erzeugung der Primärstrahlbüschel (Kossel-Effekt; Friedrich-Raman-Nilakantan-Effekt); neue Aufnahme- und Vermessungsverfahren 309
Seith, W. u. K. Ruthardt, Chemische Spektralanalyse. 2., verb. Aufl. (B.) . . . 392
Seitz, E. O. u. A. E. H. Meyer, Ultraviolette Strahlen, ihre Erzeugung, Messung und Anwendung in Medizin. Biologie und Technik. (B.) 218
Sekundärelektronenausbeute. Z. B. über den Einfluß der Feldemission auf die —, v. F. Trey 38
Sekundärelektronenemission: Zur Winkelabhängigkeit der — von Isolatoren, v. H. Daene u. H. Salow 302
Silber: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten — in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen VI. Masse des photolytisch gebildeten — in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität, v. W. Meidinger . . . 1
Skaupy, F., Metallkeramik. 3. Aufl. (B.) 443
Skrabal, A., Homogenkinetik. (B.) 120
Sommerfeld, A., Vorlesungen über theoretische Physik. Band I. (B.) 486
Spektralanalytische Nachweisbarkeitsgrenze: Die Unterschreitung der — eines Spuren-Elementes durch die Analyse der kernphysikalischen Emissionen, v. R. u. K. Döpel 261
Spektralgebiet: Reflexionsmessungen an Rhodiumschichten im kurzwelligen ultraroten —, v. M. Dühmke 10
Spektralserien: Atomstrukturelle Bedeutung der Polarisation in —, v. J. Stark . . . 213
Spuren-Element: Die Unterschreitung der spektralanalytischen Nachweisbarkeitsgrenze eines — durch die Analyse der kernphysikalischen Emissionen, v. R. u. K. Döpel 261
Stark, J., Grundsätzliches über den supraleitenden Zustand 211
— Atomstrukturelle Bedeutung der Polarisation in Spektralserien 213

Seite

Stark, J., Die Axialität der Atomstruktur in der polarisierten Fluoreszenz von Kristallen 215
Starkeffekt und begleitende Doppelbrechung an der Natrium-Hyperfeinstruktur, v. F. Gabler 108
Statistische Ultramikrometrie mit Röntgen-, Alpha- und Neutronenstrahlung, v. K. G. Zimmer 233
Stegform: Vergleichende Untersuchungen über den Einfluß der — auf die Wirkungsweise und den Nutzeffekt von Prallgittervervielfachern, v. W. Reichel 279
Steiner, K. u. H. Schoeneck, Über den Zusammenhang von Widerstandsänderung und magnetischer Induktion beim Eintritt der Supraleitung 341
— — Eine neue Erscheinung beim Eintritt der Supraleitung 346
Stickstoffkerne: Die Reaktion schneller Neutronen mit — und Neonkernen, v. G. Ortner u. G. Protiwinsky 116
Stille, U., Umrechnungstafel für die Zahlenwerte elektrischer und magnetischer Größen. Zusammengestellt v. —. (B.) 487
Störstellenwanderung: Zur Hedvallschen —. Ein Versuch zur quantenmechanischen Begründung der Oberflächenaktivität fester Körper, v. F. Möglich u. R. Rompe 77
Strahlung: Die Bleiäquivalenz von Thorium gegenüber Röntgenstrahlen und Radium-γ- —, v. R. Jaeger 153
— Statistische Ultramikrometrie mit Röntgen-, Alpha- und Neutronen- —, v. K. G. Zimmer 233
— Die Kernzertrümmerungen durch die kosmische —, v. E. Bagge 461
Stromleitung: Über die — in dielektrischen Flüssigkeiten bei hohen elektrischen Feldern, v. F. Ruhle 89
Struktur: Die amorphe — von Metalloiden, Metallen und Legierungen, v. H. Richter 406
Sturm: Die Höhenstrahlung in Berlin-Dahlem während des magnetischen — vom 1. März 1941, v. W. Kolhörster . . . 393
Stürme: Harte und weiche Höhenstrahlen bei magnetischen —, v. W. Kolhörster. (Z.) 48
Supraleitende Bereiche: Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der Supraleitung. Nachweis — im Temperaturgebiet der flüssigen Luft, v. E. Justi 469
Supraleitender Zustand: Grundsätzliches über den —, v. J. Stark 211
Supraleitung: Zur Elektronentheorie der —, v. H. Welker 134
— Über den Zusammenhang von Widerstandsänderung und magnetischer Induktion beim Eintritt der —, v. K. Steiner u. H. Schoeneck. 341
— Eine neue Erscheinung beim Eintritt der —, v. K. Steiner u. H. Schoeneck 346
— Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der —. Nachweis supraleitender Bereiche im Temperaturgebiet der flüssigen Luft, v. E. Justi 469

T.

Seite

Temperatur: Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der — und der Intensität, v. W. Meidinger 1
Temperaturgebiet: Über den „Keimeffekt" beim Eintritt der Supraleitung. Nachweis supraleitender Bereiche im — der flüssigen Luft, v. E. Justi 469
Temperaturgleichgewichte: Über den Effekt verschiedener — der Rotations- und Schwingungszustände innerhalb des gleichen Bandensystems bei einigen Metallhydriden, v. E. Fechner 479
Thermodiffusion: Zur kinetischen Theorie der — im Kristallgitter, v. K. Wirtz 221
— Kinetische Theorie der — in Flüssigkeiten, v. K. Wirtz u. J. W. Hiby . . . 369
Thorium: Die Bleiäquivalenz von — gegenüber Röntgenstrahlen und Radium-γ-Strahlung, v. R. Jaeger 153
Tomaschek-Grimsehl, Lehrbuch der Physik. Bd. I. 12. Aufl. (B.) 243
Trendelenburg, W., Der Gesichtssinn, Grundzüge der Physiologischen Optik. (B.) 444
Trey, F., Sekundärelektronenausbeute. Z. B. über den Einfluß der Feldemission auf die Sekundärelektronenausbeute. . . . 38

U.

Übermikroskopische Dunkelfeldbilder: Zur Diskussion —, v. M. v. Ardenne . . . 442
Ultramikrometrie: Statistische — mit Röntgen-, Alpha- und Neutronenstrahlung, v. K. G. Zimmer 233
Ultrarotes Spektralgebiet: Reflexionsmessungen an Rhodiumschichten im kurzwelligen —, v. M. Dühmke 10
Umrechnungstafel für die Zahlenwerte elektrischer und magnetischer Größen. Zusammengestellt v. U. Stille. (B.) . 487

V.

Verwaschene Interferenzen: Die Natur der — bei polierten Metallen, v. H. Richter 456
Vilbig, F., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, 3., verb. u. erweit. Aufl. Bd. I u. II. (B.) 368
Voltapotentiale: Messung der die EMK aufbauenden — einer festen elektrochemischen Kette, v. E. Lange 249
Vorlesungsverzeichnis für das Sommersemester 1943 271
— — (Fortsetzung und Schluß) 303
— — Nachtrag 368

W.

Wagener, S. u. G. Herrmann, Die Oxydkathode. 1. Teil. (B.) 487
Wallot, J., Zur Definition der Größen des elektromagnetischen Feldes und zur Theorie der Maßsysteme 17
Wasser: Über den Anregungsmechanismus im H_2O-Molekül auf Grund der Befunde an seinem Emissionsspektrum im Sichtbaren, v. H. Schüler u. A. Woeldike 335

Seite

Wasserstoff: Oszillatorenstärken einiger Linien von Na I, K I, Mg II und H I, v. L. Biermann 232
Wechselwirkungseffekt: Die Nervenleitung als — in der Eiweißkette, v. O. Schmidt 139
Weizel, W. u. **G. Schmitz,** Berechnung von Lichtbögen aus der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung 383
Weizsäcker, C. Fr. v., Zum Weltbild der Physik. (B.) 488
Welker, H., Zur Elektronentheorie der Supraleitung 134
Wentzel, G., Einführung in die Quantentheorie der Wellenfelder. (B.) 308
Widerstandsänderung: Über den Zusammenhang von — und magnetischer Induktion beim Eintritt der Supraleitung, v. K. Steiner u. H. Schoeneck . . 341
Wieghardt, K., Über Kapillarwellen mit Oberflächenzähigkeit 101
Wilgren, N. u. **P. Nylén,** Einführung in die Stöchiometrie. 2., verb. u. verm. Aufl. (B.) 443
Winkelabhängigkeit: Zur — der Sekundärelektronenemission von Isolatoren, v. H. Daene u. H. Salow 302
Wirtz, K., Zur kinetischen Theorie der Thermodiffusion im Kristallgitter 221
— u. **J. W. Hiby,** Kinetische Theorie der Thermodiffusion in Flüssigkeiten . . . 369
Wisbar, H. u. P. Kotowski, Drahtloser Überseeverkehr. (B.) 86
Woeldike, A. u. H. Schüler, Über den Anregungsmechanismus im H_2O-Molekül auf Grund der Befunde an seinem Emissionsspektrum im Sichtbaren 335

Z.

Zimmer, K. G, Statistische Ultramikrometrie mit Röntgen-, Alpha- und Neutronenstrahlung. (Z. B.) 233

Namenverzeichnis der „Personalien“

Aeckerlein, G. 392
Allan, H. 368
Asmus, E. 340
Aspelund, O. 368
Auer, H. 152

Back, G. † 468
Baehr, U. 180
Bartholomeyczyk, W. 468
Bauder, R. 392
Baumann, G. 276
Baumgarten, P. † 368
Berson, A. † 52
Bilcz, H. † 468
Binz, A. † 88
Birckenbach, L. 88
Birus, K. † 88
Bockenmüller, W. 220
Bödewadt, U. T. 120
Boehm, Th. 220
Börner, H. 368
Brüche, E. 392
Brunner, O. 444
Bungers, R. † 88
Buran, W. 308

Calker, J. v. 368
Clar, E. 88

Daniel, J. † 468
Dänzer, H. 340, 368
Deuring, M. 444
Diem, M. 276
Dietrich, G. 340
Dietzel, A. 220
Dinkler, O. v. † 308
Döring, W. 52
Dosse, J. 120
Droste, W. 120

Ebel, F. 340
Eistert, B. 220
Eitel, A. 276
Ekwall, P. 368
Eller, W. † 308
Ertel, H. 276

Fehér, F. 180
Felgitscher 392
Finkelnburg, W. 88
Fischer, E. 180
Fischer, F. 392
Fischer, H. 392
Forster, H. 88
Fragstein, K. v. 276
Fuhrich, J. 120
Funk, W. † 180
Fues, E. 392

Gabel, W. 276
Galle, A. † 220
Gentzen, G. 468
Gernert, F. 88
Gintl, W. v. † 276
Gleu, K. 88
Glisczynki, S. v. 52
Gondolatsch, F. 180
Gösele, K. 308
Goubeau, J. 368
Grabs, E. † 220
Graf, E. 340
Grossmann, W. 276
Grubitsch, H. 52 88

Haenzel, G. 444
Hassler, F. 52
Haul, R. 88
Hausdorf, A. † 220
Hein, F. 88
Heinhold, J. 52
Heisenberg, W. 180, 244
Helberger, H. 88
Hesse, G. 468
Hilbert, D. † 120
Hinz, A. 180
Holleck, L. 308
Holzmüller, W. 180
Hönl, H. 392
Horninger, H. 120
Hromatka, O. 180
Hüttel, R. 468
Hüttig, G. 88

Intermann, K. E. † 392

Jahn, W. 220
Janitzky, A. † 180
Jaeschke, K. 368
Jensen, Chr. † 52

Kliefoth, W. 468
Klingelhoeffer, H. 308
Kluge, W. 444
Kneule, F. 468
Knoll, F. 180
Kober, H. 276
Koch, A. 152
Koch, R. 392
Kohler, M. 120
Kohlschütter, H.-W. 152
Koppenfels, W. v. 180
Körner, L. 180
Kortüm, G. 88
Köthe, G. 444
Krabbe, W. 52
Kratky, O. 276
Krause, O. 276
Kreissler, B. 120
Kruppke, E. 220
Kubaschewski, O. 152

Lagally, M. 52
Lammel, E. 120
Lang, R. 52
Lange, J. 180
Laue, M. v. 468
Lauer, K. 276
Le Blanc, M. † 308
Lenz, E. 52
Lettau, H. 308
Lochte-Holtgreven, W. 220
Löchting, F. 468
Lüppe Cramer † 244

Mack, K. † 220
Magnus, K. 180
Mahr, K. 52, 220
Maier-Leibnitz, H. 52
Marcolongo, R. † 244
Marder, M. † 308
Maschmann, E. † 152
Mayer, A. † 52
Mazza, F. P. † 152
Meier-Grolmann, F. W. 52
Meixner, J. 88
Merkel, H. 120
Meyeren, W. v. 52
Mohr, E. 308
Müller, E. 88

Noack, P.-A. 220

Oehler, H. 220
Orthmann, W. 88
Ostmann, H.-H. 276

Pflugmacher, D. † 368
Prey, V. 276
Pyl, G. 52

Rabe, E. 276
Reiger, R. † 392
Reinartz, F. 88
Reinke, O. † 444
Reitz, A. 468
Rellich, F. 88
Reutter, F. 180
Richter, M. 220
Rienäcker, G. 276
Riezler, W. 468
Roedemeyer, F. 308
Rogowski, F. 180
Rohrbach, H. 152
Rossbach, H. 368

Saur, E. 368
Scheele, W. 276
Scheffers, H. 340
Schenck, G. 392
Scheunert, A. 88
Schimank, H. 52
Schlenk, W. † 220
Schmidt, A. W. † 276
Schmidt-Thomé, J. 276
Schneider, A. 340
Schroeter, G. † 392
Schröter, K. 368
Schulz, G. 468
Schulze, F. A. † 52
Schütt, R. † 244
Schwidefsky, K. 180
Seebach, K. 52
Semmelhack, W. 340
Siedentopf, H. 276
Slevogt, K.-E. 308
Sommer, J. † 368
Sperner, E. 220
Staude, H. 368
Steinmaurer, R. 120
Steinorth, A. J. 392
Stelzner, R. † 152
Stintzing, H. 308
Stobbe, J. † 120
Straube, G. † 368
Stumpf, K. E. 220
Stumpff, K. 120
Sutter, H. 308
Svenson, E. 88

Tagger, J. 220
Tautz, G. 220
Thilo, E. 468
Thomas, H. 180
Tojahn, H. 468
Trost, W. † 392

Unsöld, A. 244

Viefhaus, W. E. † 468
Volkmann, H. 368
Volz, H. 340

Wagner, J. 368
Walden, P. 88
Wallenfels, K. 392
Weber, K. 340
Weise, H. 120
Weizsäcker, C. F. v. 180
Wesch, L. 308
Westphal, U. 180
Wieland, Th. 52
Windmaisser, F. 468
Witte, E. 180
Wojahn, H. 52

Zeeman. P. † 392
Zenetti, P. † 152